(19) RÉPUBLIQUE FRANÇAISE

INSTITUT NATIONAL
DE LA PROPRIÉTÉ INDUSTRIELLE

PARIS

(11) N° de publication : **2 651 388**
(à n'utiliser que pour les commandes de reproduction)

(21) N° d'enregistrement national : **89 11549**

(51) Int Cl[5] : H 02 N 11/00

(12) DEMANDE DE BREVET D'INVENTION A1

(22) **Date de dépôt** : 30.08.89.

(30) **Priorité** :

(43) **Date de la mise à disposition du public de la demande :** 01.03.91 Bulletin 91/09.

(56) **Liste des documents cités dans le rapport de recherche :** *Le rapport de recherche n'a pas été établi à la date de publication de la demande.*

(60) **Références à d'autres documents nationaux apparentés :**

(71) **Demandeur(s) :** *LAFFORGUE Jean Claude, Alexandre* — FR.

(72) **Inventeur(s) :** LAFFORGUE Jean Claude, Alexandre.

(73) **Titulaire(s) :**

(74) **Mandataire :** Lafforgue.

(54) Systèmes isolés auto-propulsés par des forges électrostatiques.

(57) Les forces électrostatiques sont " engendrées " par interaction d'atomes polarisés (q) sur un champ vectoriel électrique (E), soit F=q. E positive ou négative selon le signe de (q). Par une géométrie adaptée des armatures polarisées, et/ou par l'utilisation de charges électriques induites par effet d'influence, et/ou par l'utilisation de diélectriques convenablement disposés, il devient possible de rompre la symétrie des forces d'expansion sur l'un des axes du trièdre de référence et obtenir ainsi une force résultante (F_n) non nulle. Le système isolé est alors propulsé et il entraine avec lui les charges (q) et (E), donc F=q. E reste contant. Cette force peut être utilisée comme moyen de propulsion de tout engin ou bien comme force motrice pour produire de l'énergie.

FR 2 651 388 - A1



1/Introduction :

L'électrostatique, dans l'enseignement général, est souvent étudié d'une manière sommaire, en tant que préambule aux cours beaucoup plus impor= tants et détaillés qui se rapportent à l'électrodynamique.

En fait, l'électrostatique est une science extémement complexe qui fait appel aux lois de la physique classique (domaine macroscopique),de la mécanique quantique (électron,trou, orbital...) et de la physique relativis= te puisque tout champ vectoriel a la propriété de déformer le continuum d'espace-temps dans lequel il circule.

Jusqu'à présent, l'électrostatique a été considérée comme une science se rapportant à des conducteurs polarisés et qui sont en équilibre par suite de la symétrie des forces d'action-réaction.

L'auteur de ce brevet d'invention va s'attacher à démontrer que l'équi= libre entre des sous-systèmes matériels polarisés, constituant un système isolé, n'est en fait qu'un cas particulier.

Le présent brevet propose quelques exemples de réalisation, non limita= tifs , qui permettent de rompre cette symétrie par :

-une géométrie adaptée des surfaces polarisées,

-l'utilisation de diélectriques convenablement disposés,

-l'introduction de charges induites,

-une répartition judicieuse du potentiel entre $(2N+1)$ armatures polarisées.

Toutes les propositions formulées sont effectuées dans le vide d'air, requièrent un usinage quasi-parfait des armatures,et l'emploi de diélectriques sans défaut.

2/Symboles et convention d'écriture :

Pour différencier le texte et les symboles, ces derniers seront indi= qués entre parenthèses lorsque la clarté de l'explosé le rend nécessaire.

Le texte est rédigé en employant les verbes à la première personne du pluriel, comme il est de coutume dans toute démonstration mathématique.

Les observateurs choisis sont dotés d'une horloge qui mesure le temps (t),d'un espace vectoriel, d'un espace affine euclidien et d'un référentiel.

Le référentiel lié au continuum d'espace-temps sera considéré comme Galiléen et sera appelé (R_o)

Nous emploierons les symboles suivants:

- ε : coéfficient de permittivité absolue
- ε_0 : coéfficient de permittivité relative du vide
- ε_r : coéfficient de permittivité relative d'un diélectrique

- $\vec{E}$: champ vectoriel électrique (ou électrostatique)
- V : potentiel
- ΔV : différence de potentiel
- q : charge électrique
- S : surface
- v : volume
- ρ : densité volumique de charge
- σ : densité surfacique de charge
- C : capacité d'un condensateur
- $W, \mathcal{E}$: énergie, travail
- P : pression (énergie par unité de volume)
- $[\ ]_{\alpha}^{\beta}$: variation entre l'état initial (α) et final (β)
- $\vec{n}$: vecteur unité sur la normale élevée sur l'élément de surface
- $\vec{i}, \vec{j}$: vecteurs unités du référentiel $(O; x, y)$
- $\vec{F}$: force

A un élément (armature, diélectrique, continuum...) sera attaché un référentiel (R).

Une force qui agit entre 2 éléments sera alors représentée par le symbole $\vec{F}(R_a | R_b)$ ce qui signifie que ($\vec{F}$) s'exerce entre les référentiels (R_a et R_b), et qu'elle est orientée du premier (R_a) vers le second (R_b)

Ainsi $\vec{F}(R_a | R_b) = -\vec{F}(R_b | R_a)$

Au symbole ($\vec{F}$) nous associerons les indices ($\vec{i}$) et ($\vec{j}$) qui correspondent aux vecteurs unités des axes (ox) et (oy) selon la direction de ($\vec{F}$) par rapport au référentiel Galiléen (R_o) attaché au continuum d'espace-temps, soit par exemple $\vec{F}_i(R_a | R_b)$ où la force ($\vec{F}$) est supportée par l'axe (ox) de vecteur unité ($\vec{i}$) et elle est dirigée de (R_a) vers (R_b).

Une force qui agit sur 2 référentiels matériels $\vec{F}(R_a | R_b)$ sera appelée une "force de liaison"

Une force qui s'exerce entre un référentiel matériel (R_a) et le référentiel lié au continuum d'espace-temps (R_o) sera appelée une force " d'action ".

3/ <u>Force subie par un conducteur</u>:

L'auteur considère que toutes les lois de l'électrostatique sont connues du lecteur. Aussi limitera t-il les rappels à la seule force subie par un conducteur.

L'énergie d'une distribution de charges est égale à $W = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{i=n} q_i V_i$ où les charges électriques (q_i) sont portées au potentiel (V_i),et celle d'un condensateur est égale à $W = \frac{1}{2} qV = \frac{1}{2} cV^2 = \frac{1}{2}\frac{q^2}{c}$

où (C) mesure la capacité.

La pression (P), au sens thermodynamique du terme, est égale à l'énergie par unité de volume, soit (avec (e) écartement entre les armatures de surface S)

• $P = \frac{W}{v} = \frac{q^2}{2Cv}$

.avec $C = \varepsilon \frac{S}{e}$ (condensateur plan) et $v = e.S$

• $P = \frac{q^2}{2Cv} = \sigma^2 S^2 . \frac{1}{2Cv} = \sigma^2 S^2 . \frac{1}{2\varepsilon S/e . S . e} = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon}$

.avec $E = \frac{\sigma}{\varepsilon}$ (condensateur plan) ou $\sigma = E.\varepsilon$

• $P = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon} = \frac{E^2 \varepsilon^2}{2\varepsilon} = \varepsilon \frac{E^2}{2}$

.donc $P = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon} = \varepsilon \frac{E^2}{2}$

Nous avons alors $F = P.S = \varepsilon \frac{E^2}{2} S$ et, en prenant le vecteur unité à la normale ($\vec{n}$) élevée sur la surface (S), nous avons (se reporter figure 1)

• $\vec{F} = \varepsilon \frac{E^2}{2} S . \vec{n}$

Il est extrêmement important de noter que cette force (appelée force d'expansion) est du type " force d'action ", soit $\vec{F}(R_a | R_o)$ puisqu'elle s'exerce entre une armature (R_a) et le continuum d'espace-temps (R_o) qui contient ($\vec{E}$).

Il est également trés important de noter que le vecteur ($\vec{F}$) est toujours supporté par la normale ($\vec{n}$) à l'élément de surface polarisée.

Si un diélectrique, de coéfficient de permittivité relative (ε_r) touche le conducteur, la force est multipliée par (ε_r) si le potentiel (V) est maintenu constant.

4/<u>Force subie par les diélectriques</u>:

Sans faire intervenir le champ dépolarisant qui règne au sein du diélectrique, nous pouvons dire schématiquement qu'un diélectrique, pour ce qui nous interesse:

-qui subit un champ vectoriel extérieur ($\vec{E}$), colinéaire à la surface de séparation entre le diélectrique ($\varepsilon_o \varepsilon_r$) et le vide (ε_o) (qui doit être également considéré comme un diélectrique) subit une force surfacique (se reporter figure 2)

• $f_s = \int_S \varepsilon_o (\varepsilon_r - 1) \frac{E^2}{2} \vec{n} \, dS$

orientée suivant la normale ($\vec{n}$) à l'élement (dS) et dirigée vers le vide, c'est à dire vers le plus faible coéfficient de permittivité.

-qui subit un gradient de ($\vec{E}$), engendre en son sein une force volumique (se reporter figure 3)

• $f_v = \int_v P . \overrightarrow{grad} \, E . dv$

que l'on peut ramener à une force surfacique (étant entendu que $\int_v \rho \, dv = \int_S \sigma \, dS$) soit

• $f_s = \varepsilon_o \varepsilon_r \frac{E^2}{2} \vec{n} \, dS$

que l'on ramène sur (dS) où le champ électrique est constant.

5/Quel interêt présente l'électrostatique ?

L'électrostatique présente un double interêt, en raison des forces d'expansion qui sont du type " force d'action " (puisque résultant de l'intéraction de grandeurs scalaires polarisées sur un champ vectoriel) et parce qu'elle permet à l'homme de modeler à sa convenance ces forces, tant en module qu'en direction.

En mécanique, les forces qui agissent entre 2 systèmes matériels (R_a) et (R_b), sont des forces de liaison qui agissent entre 2 centres de gravité. (se reporter figure 4).

Les forces $\vec{F}(R_a|R_b)$ et $\vec{F}(R_b|R_a)$ sont supportées par une même droite, ont même module et un sens opposé, donc

$$\vec{F}(R_a|R_b) + \vec{F}(R_b|R_a) = 0$$

En électrostatique par contre, les forces d'expansion:

-résultent d'une intéraction entre les charges électriques (σ) portées par l'élément de surface (ds) (se reporter figure 5) et le champ vectoriel électrique ($\vec{E}$), soit $\vec{F} = \int_s \vec{E}.\sigma ds$, il s'agit donc d'une force d'action,

-sont toujours portées par la normale ($\vec{n}$) à l'élément de surface (ds).

Dés lors que la ligne de champ n'est pas rectiligne mais courbe, il apparait que la force résultante est différente de zéro, comme schématisé figure 5.

Enfin, il convient de préciser, contrairement à une idée répandue, que ces forces d'expansion peuvent atteindre des chiffres astronomiques.

Voici quelques exemples de réalisation. Ils ne sont pas limitatifs. Ils n'ont pour interêt que de montrer différents modéles permettant de rompre la symétrie, c'est à dire d'obtenir une force d'expansion résultante différente de zéro.

6/Force d'expansion résultante due à une géométrie adaptée des armatures.

Se reporter figure 6

6-1/Description:

Considérons un parallélépipède (repère 1) dans lequel nous fixons:

-sur les faces latérales, 2 armatures métalliques (repère 2) reliées au pôle négatif d'un générateur,

-sur la face inférieure, une armature métallique centrale (repère 3) reliée au pôle positif du même générateur.

On donne à l'extrémité supérieure de l'armature positive, un profil appèlé " à champ constant ", c'est à dire que le champ vectoriel $\vec{E} = \frac{\sigma}{2\varepsilon}$ est identique en tout point de l'armature, que ce soit dans sa partie plane ou courbe.

Ce profil est obtenu à l'aide de la théorie des transformations conformes.

L'équation paramétrique de ce profil est:

- $x = \text{Log } \sin(\theta)$
- $y = -(\theta)$

L'armature positive (repère 3) constitue une " lame épaisse" d'une épaisseur ($2e$), l'écartement entre l'armature centrale (positive) et chaque armature latérale (négative) étant égale à (e), avec ($e = k \cdot \frac{\pi}{2}$) puisque

x	$-\infty$	0	$-\infty$
y	0	$-\pi/2$	π

Naturellement on ne doit pas donner le même profil à la partie haute et à la partie basse de l'armature centrale, sinon la force résultante serait nulle.

Il convient d'adopter une géométrie qui engendre une force différente à ces 2 extrémités.

Il existe pour cela plusieurs solutions. Examinons celle qui consite à donner (se reporter figure 6) :

- à la partie basse des armatures latérales, une forme en quart de cercle (partie convexe),
- à la partie basse de chaque côté de l'armature centrale, une forme en quart de cercle (partie concave),tout en conservant l'écartement (e).

Le volume disponible entre les armatures est rempli avec un diélectrique solide, homogène et ayant un (ε_r) élevé. Si le parallélépipède est constitué avec le même diélectrique, nous obtenons un bloc de diélectrique dans lequel les armatures forment des inclusions.

Chargeons le condensateur puis isolons les armatures du générateur.

Pour faciliter l'identification des forces, nous prendrons un référentiel (O; X,Y) de vecteurs unités ($\vec{i}$) et ($\vec{j}$) et nous découperons le système isolé en 3 zones comportant (se reporter figure 7):

- (A), la partie courbe supérieure
- (B), la partie plane
- (C), la partie courbe inférieure

} de l'armature centrale

6-2/ Identification des forces d'expansion :

6-2-1/ En zone A :

Considérons (se reporter figure 8) un élément de surface (S_o) de l'armature centrale, suffisamment petit pour l'assimiler à une portion de plan.

Projetons (S_o) sur l'axe (ox), soit $S_x = S_o \cos\theta$

Considérons la pression électrostatique (P_0) qui s'exerce sur (S_0). Exprimons le produit $P_0 . S_x$

Soit $P_0 . S_x = P_0 (S_0 \cos \theta) = (P_0 \cos \theta) S_0 = P_y . S_0$

donc $P_y . S_0 = P_0 . S_x$

De même $P_0 . S_y = P_0 (S_0 \sin \theta) = (P_0 \sin \theta) S_0 = P_x . S_0$

donc $P_0 . S_x = P_y . S_0$

et $P_0 . S_y = P_x . S_0$

Or $\vec{F_i} = P_x . S_0$ et $\vec{F_j} = P_y . S_0$

donc $\vec{F_i} = P_0 . S_y$ et $\vec{F_j} = P_0 . S_x$

Ainsi, connaissant ($\vec{E}$) (n'oublions pas que le champ électrique est constant) on sait que ($E = \frac{\Delta V}{e}$), puis ($P_0 = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{E^2}{2}$) et (S_x) n'est autre que le maitre couple de l'armature centrale, soit ($2e$), donc

. $\vec{F_j} (R_3 | R_0) = P_0 . S_x = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r E^2 (2e) \vec{j}$

Quant à la composante ($\vec{F_i}$) elle a même module mais un sens opposé sur les 2 faces opposées de l'armature positive, donc leur résultante est nulle.

Les lignes de champ sont toujours émises perpendiculairement à l'élément de surface. Les forces d'expansion qui sont engendrées sur les armatures négatives (repère 2) sont donc dans le plan (ox) et elles ont même module mais un sens opposé sur chaque armature négative, donc leur résultante est nulle (se reporter figure 7).

Ainsi $\sum \vec{F} (R_3 | R_0) = \vec{F_j} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r E^2 (2e) \vec{j} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V^2}{e^2} (2e) \vec{j} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r V^2}{e} \vec{j}$

. $\sum \vec{F} (R_2 | R_0) = 0$

6-2-2/ <u>En zone (B)</u>:

Toutes les forces sont contenues dans le plan (ox), elles ont même module mais sont de sens contraire entre les armatures positive et négative, donc leur résultante est nulle.

. $\sum \vec{F} (R_3 | R_0) + \vec{F} (R_2 | R_0) = 0$

6-2-3/ <u>En zone (C)</u> :

Sur chaque côté du système isolé, les armatures positive et négative forment le quart d'un condensateur cylindrique.

Constatons tout de suite que nous pouvons donner la courbure que nous désirons (se reporter figures 9 et 10) au profil des armatures.

Appelons (R_α) le rayon intérieur de l'armature négaitve et (R_β) le rayon extérieur de l'armature positive. Nous avons toujours $R_\beta = R_\alpha + e$

La capacité de chaque quart de condensateur cylindrique est égale à

. $C = \frac{1}{4}(2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r) / \log(R_\beta / R_\alpha)$

La charge électrique (q) située sur chaque armature est égale à q= c.v Mais nous devinons immédiatement que la densité des charges surfaciques (σ) sera plus grande sur la surface la plus petite, c'est à dire que (σ_α) sera plus grand que (σ_β), soit

$$\sigma_\alpha = q/S_\alpha = q \cdot \frac{1}{2\pi R_\alpha/4} = \frac{2q}{\pi R_\alpha}$$

$$\sigma_\beta = q/S_\beta = q \cdot \frac{1}{2\pi R_\beta/4} = \frac{2q}{\pi R_\beta}$$

Les forces d'expansion seront alors égales à:

-sur l'armature négative:

$$F(R_2|R_0) = P_0 S_\alpha = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} \cdot S_\alpha = \frac{q^2}{S_\alpha^2}\frac{S_\alpha}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} = \frac{q^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r S_\alpha} = \frac{q^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r(2\pi\frac{R_\alpha}{4})} = \frac{q^2}{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r R_\alpha}$$

-sur l'armature positive:

$$F(R_3|R_0) = P_0 S_\beta = \frac{q^2}{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r R_\beta}$$

La force d'expansion qui s'exerce sur le petit rayon (R_α) est donc plus importante que celle qui s'exerce sur le grand rayon (R_β).

Ces forces ont deux composantes (F_i) et (F_J). Les composantes (F_i) s'annulent 2 à 2 par suite de la courbure inverse des quarts de cercle entre les 2 côtés du système isolé.

Ne subsistent que les composantes verticales (F_J) que nous savons égales à:

$$(F_J)_\alpha = -F \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} = -\frac{q^2\sqrt{2}}{2\varepsilon_0\varepsilon_r\pi R_\alpha} \text{ avec } (\cos\theta = \cos 45° = \frac{\sqrt{2}}{2})$$

$$(F_J)_\beta = F \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} = \frac{q^2\sqrt{2}}{2\varepsilon_0\varepsilon_r\pi R_\beta}$$

d'où une force résultante:

$$(F_R)_J = (F_J)_\beta - (F_J)_\alpha = \frac{q^2\sqrt{2}}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r} \cdot \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha \cdot R_\beta}\right]$$

et puisque Q=C.V, avec $C = \frac{1}{4}(2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r) / \log(R_\beta/R_\alpha)$

$$(F_R)_J = \left[\frac{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{2\log(R_\beta/R_\alpha)}\right]^2 \cdot \frac{V^2\sqrt{2}}{2\varepsilon_0\varepsilon_r\pi} \cdot \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta}\right]$$

$$(F_R)_J = \frac{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r V^2\sqrt{2}}{8(\log R_\beta/R_\alpha)^2} \cdot \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta}\right]$$

et puisque il y a 2 côtés en quart de cercle, nous obtenons

$$(F_R)_J = \frac{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r V^2\sqrt{2}}{2(\log R_\beta/R_\alpha)^2} \cdot \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta}\right]$$

6-2-4/ <u>Force d'expansion résultante</u>:

Elle est égale à F_J (zone A) + F_J (zone C) soit:

$$F_R(R_3|_0 + R_2|R_r) = \varepsilon_0\varepsilon_r V^2\left[\frac{1}{e} + \frac{\pi\sqrt{2}}{2(\log R_\beta/R_\alpha)^2} \cdot \left(\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta}\right)\right]$$

Etant entendu que (R_β) est plus grand que (R_α), puisque ($R_\beta = R_\alpha + e$) la force d'expansion en zonz (A) est dirigée vers (+y) et celle de la zone (C) est dirigée vers (-y).

En conclusion, nous pouvons dire que la géométrie différente des zones (A) et (C) a pour effet de rompre la symétrie des forces d'expansion qui agissent sur le système isolé.

6-3/ Exemple:

. $\varepsilon_0 = 8{,}85\ 10^{-12}$	. $V = 100.000$ volts	. $R_\alpha = 0{,}5\ 10^{-2}$ m.
. $\varepsilon_r = 10^3$	. $e = \frac{\pi}{2} 10^{-2} = 1{,}57\ 10^{-2}$	. $R_\beta = 2{,}07\ 10^{-2}$.

6-3-1/ Calcul de la force résultante:

Orientons l'armature centrale vers le bas (-y) et les quarts de cercle vers le haut (+y).

La capacité d'un quart de condensateur cylindrique est égale à :

$$. \; c = \frac{1}{2} \cdot \frac{(2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r)}{(\log R_\beta / R_\alpha)} = 19{,}5700552 0 \cdot 10^{-9}$$

$$. \; q = cV = 0{,}001957005520$$

$$. \; (F_J)_\alpha = \frac{q^2 \sqrt{2}}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r R_\alpha} = 19.480{,}76267$$

$$. \; (F_J)_\beta = \frac{q^2 \sqrt{2}}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r R_\beta} = 4705{,}498230$$

Soit pour les 2 quarts de cercle

$$. \; \left[(F_R)_J\right]_C = \left[(F_J)_\alpha - (F_J)_\beta\right] = 14.775{,}2644 \text{ Newtons}$$

Par ailleurs, la force d'expansion au sommet de l'armature positive est égale à :

$$. \; \left[F_J\right]_A = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r E^2 (2e) \quad \text{avec} \quad E = \frac{V}{e}$$

soit $\left[F_J\right]_A = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V^2}{e^2} (2e) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V^2}{e} = 5636{,}942675$

$$. \; \Sigma (F_J) = (F_J)_A - (F_J)_C$$

d'où $\Sigma F_J = -14775{,}2644 + 5636{,}942675 = -9.138{,}323765$

6-3-2/ Sens des évolutions:

$$F_R = \varepsilon_0 \varepsilon_R V^2 \left[\frac{1}{e} + \frac{\pi\sqrt{2}}{2(\log R_P/R_\alpha)^2} \cdot \left(\frac{R_\alpha - R_P}{R_\alpha R_P} \right) \right]$$

$$= \varepsilon_0 \varepsilon_R V^2 \left[\frac{1}{e} + \frac{\pi\sqrt{2}}{2(\log \frac{R_\alpha + e}{R_\alpha})^2} \cdot \left(\frac{R_\alpha - R_\alpha - e}{R_\alpha (R_\alpha + e)} \right) \right]$$

$$= \varepsilon_0 \varepsilon_R V^2 \left[\frac{1}{e} - \frac{\pi e \sqrt{2}}{2(R_\alpha)(R_\alpha + e)(\log \frac{R_\alpha + e}{R_\alpha})^2} \right]$$

soit les tableaux:

- en considérant (e) constant et en faisant varier (R_α)

R_α	200	10	1	0,5	0,05	0,005	0,001
$-F_R$	-6885	-6885	-6885	-6886	-6963	-9138	-17680

=de même en conservant (R_α) constant et en faisant varier (e)

e	$1{,}57\ 10^{-4}$	$1{,}57\ 10^{-3}$	$1{,}57 \cdot 10^{-2}$	$1{,}57\ 10^{-1}$	$1{,}57$
$-F_R$	-688.619	-69 632	-9138	-2586	-1128

Nous avons tout intérêt à prendre un rayon (R_α) et un écartement des armatures (e) les plus petits possible. Mais nous sommes limités avec (e) en raison de la rigidité du diélectrique, puisque plus (e) diminue et plus ($\vec{E}$) augmente, pour une tension donnée.

Pour accroître la force d'expansion qui agit sur le système isolé, considérons le montage de (N) systèmes isolés en parallèle (se reporter fig 11).

Avec une valeur de ($R_\alpha = 5\ 10^{-3}$), de ($e = 1{,}57\ 10^{-2}$), un système occupe une largeur de $\Delta\ell = R_\alpha + e + 2e + e + R_\alpha = 7{,}283\ 10^{-2}\,m$

Considérons un assemblage constituant un carré de 72,83 m de côté, c'est à dire que (N= 1000), la force d'expansion résultante est alors égale à:

$F_R = 9.138{,}323765 \times 1000\,(N) \times 72{,}83$ (profondeur) $= 665.544.119$ Newtons

ou $= 66.554.411$ Deca Newtons

Cet assemblage pourrait alors soulever de terre une masse égale à :

$m = \frac{F_R}{g} = 67.843$ Tonnes

Et puisque chaque système isolé ne perturbe pas son environnement (hormis aux 2 extrémités latérales où le champ électrique sort des armatures et sur lesquelles il engendre des forces dont la résultante est nulle parce que opposées 2 à 2),nous pouvons empiler (N') ensembles, ce qui accroit d'autant la force résultante.

7/ Force d'expansion résultante due à une géométrie adaptée des armatures et à un diélectrique convenablement placé.

7-1/ Description :

Conservons l'armature centrale " à champ constant " et les armatures latérales de l'exemple précédent, auxquelles nous allons apporter les modifications suivantes à la partie inférieure (zone C) du système isolé (se reporter figure 12).

Prenons un (R_α) supérieur à l'épaisseur d'une armature négative et prenons un arrondi en forme de 1/2 cercle, tant pour l'armature négative que positive (R_β).

A la sortie de cet arrondi, donnons aux armatures un autre profil également appelé " à champ constant ", encore obtenu par la théorie des transformations conformes, et dont l'équation paramètrique est égale à :

. $x = 2 \log . \cos(\varphi/2) - \cos(\varphi)$

. $y = -(\varphi) + \sin(\varphi)$

L'écartement entre les armatures étant toujours égale à (e), l'épaisseur de chaque armature est égal à ($e/2$).

Ce profil, dirigé vers (+y) permet d'obtenir un champ électrique constant, tant dans la partie centrale rectiligne (soit $E = \frac{\Delta V}{e}$) que dans la partie profilée aux extrémités.

La force d'expansion qui agit à ces 2 extrémités des armatures est égale à :

. $\vec{F_1} = P_0 S_x = \varepsilon_0 \frac{E^2}{2} S_x = \varepsilon_0 \frac{E^2}{2} 2\left(\frac{e}{2}\right) = \varepsilon_0 \frac{E^2}{2} e \vec{y}$

Quant aux composantes ($\vec{F_i}$) elles ont même module mais un sens opposé, leur résultante est donc nulle.

S'agissant du diélectrique, nous n'avons pas intérêt à le laisser sortir du système isolé, sinon il subirait une force d'expansion volumique ($f_v = \int_v P \cdot \overrightarrow{\text{grad} E}\, dv$), qui serait orientée vers le ($\vec{E}$) maximum, c'est à dire que le diélectrique subirait une force orientée vers (- y).

Le diélectrique est donc coupé à la sortie du 1/2 cercle (se reporter figure 12). Les lignes de champ sont alors colinéaires à la surface de séparation entre le diélectrique solide et le vide (ε_0) (qui doit être considéré également comme un diélectrique).

Par suite de la différence des coéfficients de permittivité entre le diélectrique et le vide, nous pouvons dire qu'il s'exerce une force orientée vers le vide (coéfficient, donc pression, plus faible), égale à

- $F = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \frac{E^2}{2} (e)$

7-2/ Exemple de réalisation:

Conservons les valeurs de l'exemple précédent, à savoir:

- $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ • $V = 10^5$ • $R_\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$ • $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$
- $\varepsilon_r = 10^3$ • $e = 1,57 \cdot 10^{-2}$ • $R_\beta = 20,7 \cdot 10^{-3}$

En zone (A):

- $F_R (R_3 | R_0 + R_2 | R_0) = F_x = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V^2}{e} = 5636,948675.$

en zone (B):

- $\vec{F}_R (R_3 | R_0 + R_2 | R_0) = 0$

en zone (C):

- $F(R_2 | R_0) = (F_x)_\alpha = \frac{q^2 \sqrt{2}}{2 \varepsilon \pi R_\alpha}$
- $F(R_3 | R_0) = (F_x)_\beta = \frac{q^2 \sqrt{2}}{2 \varepsilon \pi R_\beta}$

.soit $F(R_3 | R_0 + R_2 | R_0) = (F_x)_\beta - (F_x)_\alpha = \frac{\sqrt{2} q^2}{2 \varepsilon \pi} \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha \cdot R_\beta} \right]$

- $q = cV = \frac{2\pi\varepsilon}{\log(R_\beta / R_\alpha)} \cdot V$
- $F_R = \frac{4\pi^2 \varepsilon^2}{[\log(R_\beta / R_\alpha)]^2} \cdot \frac{V^2}{2\pi \varepsilon} \cdot \sqrt{2} \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha \cdot R_\beta} \right] = \frac{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r V^2 \sqrt{2}}{\left(\log \frac{R_\beta}{R_\alpha}\right)^2} \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha \cdot R_\beta} \right]$
- $F_R = \frac{2\pi \sqrt{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r V^2}{\left(\log \frac{R_\beta}{R_\alpha}\right)^2} \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha \cdot R_\beta} \right] = -59.101,05776$ Newtons

en zone (D):

.sur les 2 armatures $F(R_3 | R_0 + R_2 | R_0) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \frac{V^2}{e} = 2,818471338$

.sur le diélectrique $F_x = \frac{1}{2} \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \frac{V^2}{e} = 2815,652867$

$[F_R]_D = 2818,471338$

et puisqu'il y a 2 côtés:

- $(F_R)_1 = 5636,942676$

La force résultante est alors égale à :

- $F_R = (F_R)_A + (F_R)_B + (F_R)_C + (F_R)_D$
- $F_R = 5636,942 - 59101,057 + 5636,942 = -47.827,17241$ Newtons

Il convient de noter que $(F_R)_A = (F_R)_D$ mais elles sont de même sens par suite de la géométrie de la zone (C).

Puisque la force résultante est orientée vers (-y), nous avons tout intérêt à prolonger le diélectrique en zone (D).

La force $\vec{F}_x = \frac{1}{2}\varepsilon_0(\varepsilon_r-1)\,E^2\,e$ qui s'exercait sur la surface du diélectrique, colinéaire au vecteur $(\vec{E})$ n'existe plus.

Par contre il s'exerce une force volumique $f_r = \rho\,\overrightarrow{grad}\,E$ au sein du diélectrique dans la région où règne un $grad\,E$

Faisons déborder le diélectrique pour qu'il emprisonne les 2 extrémités des armatures (se reporter figure 13).

Nous avons alors:

-aux 2 extrémités des armatures, une force

- $F_x = \varepsilon_0\varepsilon_r \frac{E^2}{2} e$.

-dans le diélectrique (la force volumique étant ramenée mathématiquement à une force surfacique)

- $(F_x)_r = -\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{E^2}{2} e$

d'où une force résultante nulle en chaque zone (D).

Ne reste alors que

- $F_R(R_2|R_0 + R_3|R_0) = (F_R)_A + (F_R)_C = -59.101,057 + 5.636,942 = -53.464,11509$

7-3/ <u>Sens des évolutions:</u>

Quel que soit l'écartement (e), ou la valeur de (R_2), la force résultante est toujours nulle en zone (D).

Reste alors/

- $F_R = (F_R)_A + (F_R)_C$

- $F_R = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V^2}{e} + \frac{2\pi\sqrt{2}\ \varepsilon_0 \varepsilon_r\ V^2}{(\mathrm{Log}\ R_\beta / R_\alpha)^2} \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha . R_\beta} \right]$
- $F_R = \varepsilon_0 \varepsilon_r V^2 \left[\frac{1}{e} - \frac{2\pi e\sqrt{2}}{(R_\alpha)(R_\alpha + e)(\mathrm{Log}.\frac{R_\alpha + e}{R_\alpha})^2} \right]$

avec ($e = 1,57 . 10^{-3}$)

R_α	100	10	1	0,1	10^{-2}	$5\ 10^{-3}$	10^{-3}
$-F_R$	$\overline{44.451}$	$\overline{44.451}$	$\overline{44.452}$	$\overline{44.540}$	$\overline{48.282}$	$\overline{53.464}$	$\overline{87.632}$

avec ($R_\alpha = 5 . 10^{-3}$)

e	$\frac{\pi}{2} . 10^{-4}$	$\frac{\pi}{2}\ 10^{-3}$	$\frac{\pi}{2}\ 10^{-2}$	$\frac{\pi}{2}\ 10^{-1}$	$\frac{\pi}{2}$
$-F_R$	$\overline{4.443.306}$	$\overline{447.412}$	$\overline{53.464}$	$\overline{12.032}$	$\overline{4.680}$

(F_R) est d'autant plus grand que (R_α) et (e) sont petits. Cependant l'évolution est relativement limitée avec (R_α), ce qui n'est pas un inconvénient parce que nous devons tenir compte de l'éventuelle nécéssité de réduire l'encombrement. Par contre (F_R) a des variations plus importantes avec (e).

Dés lors que (R_α) est plus petit que 2 fois l'épaisseur de l'armature négative, nous pouvons adopter la construction de la figure 14, où le 1/2 cercle est constitué de deux quarts de cercle de même sens, séparés par une portion rectiligne (au sein de laquelle la force résultante est nulle).

Nous sommes également limités par la rigidité du diélectrique. A ce niveau, nous pouvons jouer sur la pression et la température auxquelles le diélectrique sera soumis, de telle sorte que nous devrons toujours nous en tenir à un champ électrique qui n'engendre pas un arc électrique.

L'exemple choisi est un compromis entre (R_α) et (e) petits, ce qui engendre un champ électrique égal à

- $E = \frac{V}{e} = 6,3\ 10^6$ volt/m

ou $6,3 . 10^4$ / volts/centimétre, ce qui ne pose pas de problème.

Nous voyons que, lorsque (R_α) et (e) varient dans le rapport de 10^{-4} à 1 que la valeur de (F_R) varie respectivement de $87632/44451 = 1,9$ puis $4.443.306/4.680 = 949$.

La prépondérance de (e) s'explique par les variations du champ vectoriel électrique.

Nous constatons également que les variations de (R_α) jouent sur la force résultante de la zone (C), c'est à dire les 1/2 cercles, alors que les variations de (e) jouent sur la force qui agit dans la zone (A).

8/ <u>Force d'expansion résultante due à une géométrie adaptée des armatures et à un diélectrique convenablement placé:</u>

Ce troisième exemple est destiné à montrer qu'il existe un grand

nombre de solutions, dès lors que la géométrie permet d'engendrer une rupture de symétrie.

Décrivons un dispositif qui engendre directement un couple moteur.

8-1/ Description :

Soit (se reporter figure 15) un condensateur plan (zone A) dont les armatures ont un écartement (e) et une épaisseur ($e/2$). Fixons à chacune des extrémités un quart de condensateur cylindrique (zone B) orienté en sens opposé, et dont les rayons intérieurs sont (R_α) et (R_β) avec ($R_\beta = R_\alpha + e$).

Donnons aux extrémités des armatures un profil " à champ constant " (zone C) dont l'équation paramétrique est égale à:

. $x = 2 \log . \cos(\varphi/2) - \cos(\varphi)$

. $y = -(\varphi) + \sin(\varphi)$.

Disposons entre les armatures un diélectrique solide et homogène ayant un (ε_2) élevé. Deux cas peuvent être envisagés; soit le diélectrique est coupé avant les profils à champ constant (fig 15), soit il sort du condensateur et emprisonne les profils à champ constant (fig 16).

8-2/ Détermination du couple moteur:

Soit un référentiel (0; X,Y) de vecteurs unités ($\vec{i}$) et ($\vec{j}$).

-en zone (A):

Les forces F_{11} et F_{12} sont toutes les 2 dans un même plan, ont même module et un sens opposé, leur somme est donc nulle.

-en zone B :

Nous avons (se reporter au § 6 - page 7- ligne 10):

. $F_5 = \frac{q^2}{\varepsilon \pi R_\alpha}$ soit . $F_6 = \frac{q^2}{\varepsilon \pi R_\alpha} \cdot \frac{\sqrt{2}}{2}$

. . $F_7 = \frac{q^2}{\varepsilon \pi R_\alpha} \cdot \frac{\sqrt{2}}{2}$

. $F_8 = \frac{q^2}{\varepsilon \pi R_\beta}$ soit . $F_9 = \frac{q^2}{\varepsilon \pi R_\beta} \cdot \frac{\sqrt{2}}{2}$

. $F_{10} = \frac{q^2}{\varepsilon \pi R_\beta} \cdot \frac{\sqrt{2}}{2}$

-en zone (C):

Les forces F_3 et F_4 sont toutes les 2 dans un même plan, ont même module et un sens opposé, leur somme est donc nulle (compte tenu de la petitesse de (e) l'écart des bras de levier est considéré comme négligeable).

Il s'exerce en bout des armatures une force d'expansion ($F_1 + F_2$) égale à :

. $F_1 + F_2 = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 \frac{V^2}{e}$

Il s'exerce sur le diélectrique une force dirigée vers l'extérieur et égale à:

. $F_{13} = -\frac{1}{2}\,\varepsilon_0(\varepsilon_2-1)\frac{V^2}{e}$

Si le diélectrique sort du condensateur (jusqu'à ce que $\vec{E}=0$),il s'exerce en bout des armatures une force $(F_1' + F_2') = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_2\frac{V^2}{e}$ mais il s'exerce également une force volumique (f_v = P. grad E) que nous pouvons ramener à une force surfacique (Tenseur de Maxwell) et qui est orientée vers $(\vec{E})$ maximum, donc vers (+x), et qui est égale à $F_{14} = +\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_2\frac{V^2}{e}$, donc la somme $(-F_1' - F_2' + F_{14})=0$

Considérons les projections des forces sur les axes (ox) et (oy) et déterminons les bras de leviers respectifs. Appelons (ℓ) la longueur de la zone A.

. $F_1 = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\frac{V^2}{e}$ et $F_1' = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_2\frac{V^2}{2} = -\frac{1}{2}\varepsilon\frac{V^2}{e}$

. $\ell_1 = (\ell + R_\alpha + \frac{3e}{2})$

. $F_2 = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\frac{V^2}{e}$ et $F_2' = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_2\frac{V^2}{e} = -\frac{1}{2}\varepsilon\frac{V^2}{e}$

. $\ell_2 = (\ell + R_\alpha - \frac{e}{2})$

. $F_6 = +\frac{q^2\sqrt{2}}{2\varepsilon\pi R_\alpha}$

. $\ell_6 = (\ell + R_\alpha\frac{\sqrt{2}}{2})$

. $F_9 = -\frac{q^2\sqrt{2}}{2\varepsilon\pi R_\beta}$

. $\ell_9 = (\ell + R_\beta\frac{\sqrt{2}}{2})$

. $F_{13} = -\frac{1}{2}\varepsilon_0(\varepsilon_2-1)\frac{V^2}{e}$

. $\ell_{13} = (\ell + R_\alpha + \frac{e}{2})$

. $F_{14} = +\frac{1}{2}\varepsilon\frac{V^2}{2}$

. $\ell_{14} = (\ell + R_\alpha + \frac{e}{2})$

. $F_7 = \frac{q^2\sqrt{2}}{2\varepsilon\pi R_\alpha}$

. $\ell_7 = \left[R_\alpha\left(\frac{\sqrt{2}}{2}-1\right) - \frac{e}{2}\right]$

$$F_{10} = -\frac{q^2\sqrt{2}}{2\pi\varepsilon R_\beta}$$

$$\ell_{10} = \left[R_\beta\left(\frac{\sqrt{2}}{2}-1\right)+\frac{e}{2}\right]$$

Précisons que le signe (-) est mis devant le produit ($F_7 . \ell_7$)de telle sorte qu'il soit positif, compte tenu du signe pris pour ($+\omega$)

Le signe du bras de levier (ℓ_{10}) est :

.positif si $R_\beta\left(\frac{\sqrt{2}}{2}-1\right)+\frac{e}{2}>0$ soit $R_\beta < 1{,}707\,e$

.négatif si $R_\beta\left(\frac{\sqrt{2}}{2}-1\right)+\frac{e}{2}<0$ soit $R_\beta > 1{,}707\,e$

Le couple moteur est alors égale à:

-sans diélectrique à l'extérieur:

$$-F_1\ell_1 - F_2\ell_2 - F_{13}\ell_{13} - F_9\ell_9 + F_6\ell_6 - F_7\ell_7 - F_{10}\ell_{10}$$

que l'on peut résumer, avec $R_\beta > 1{,}707\,e$ puis $R_\beta < 1{,}707\,e$

$$\Sigma C = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_r V^2\left[\frac{(\ell+R_\alpha+\frac{e}{2})}{e} - \frac{\pi\sqrt{2}}{4(\mathrm{Log}\,R_\beta/R_\alpha)^2}\left(\frac{e(R_\beta-R_\alpha)-\frac{e}{2}(R_\alpha+R_\beta)}{R_\alpha \cdot R_\beta}+(2-\sqrt{2})\right)\right]$$

$$\Sigma C = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_r V^2\left[\frac{(\ell+R_\alpha+\frac{e}{2})}{e} - \frac{\pi\sqrt{2}}{4(\mathrm{Log}\,R_\beta/R_\alpha)^2}\left(\frac{(R_\beta-R_\alpha)(\ell+\frac{e}{2})}{R_\alpha R_\beta}\right)\right]$$

-avec diélectrique à l'extérieur:

$$-F'_1\ell_1 - F'_2\ell_2 + F_{14}\ell_{14} - F_9\ell_9 + F_6\ell_6 - F_7\ell_7 - F_{10}\ell_{10}$$

que l'on peut résumer, avec $R_\beta > 1{,}707\,e$ puis $R_\beta < 1{,}707\,e$

et puisqu'il y a 2 extrémités qui ont les mêmes couples, il faut multiplier ces résultats par 2 pour connaître le couple moteur:

$$\Sigma C = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_r \pi V^2\sqrt{2}}{4(\mathrm{Log}.\,R_\beta/R_\alpha)^2}\,2\cdot\left[\frac{\ell(R_\beta-R_\alpha)+\frac{e}{2}(R_\alpha+R_\beta)}{R_\alpha . R_\beta}\right]$$

$$\Sigma C = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_r \pi V^2\sqrt{2}}{4(\mathrm{Log}.\,R_\beta/R_\alpha)^2}\,2\cdot\left[\left(\frac{(\ell+e/2)(R_\beta-R_\alpha)}{R_\alpha . R_\beta}\right)+(2-\sqrt{2})\right]$$

8-3/Exemple:

. $\varepsilon_0 = 8{,}85\ 10^{-12}$. $e = \pi/2\ 10^{-2} = 1{,}57 \cdot 10^{-2}$. $\ell = 10\ m$. $\omega = 2\pi N = 2.\pi.20$

. $\varepsilon_r = 10^3$. $R_\alpha = 5.10^{-2}$. $V = 10^5$ volts . hauteur des armatures=1 m

Considérons 2 condensateurs disposés dans un même plan et orientés à 90° l'un de l'autre sur le même axe de rotation. Le tout est disposé dans un caisson en matériau composite dans lequel on a fait le vide d'air (pour ne pas freiner la rotation par la trainée aérodynamique). Le diélectrice emprisonne les extrémités.

Avec ($R_{\alpha} = 5.10^{-2}$), nous avons $R_{\rho} > 1,707$ e, donc ℓ_{1c} est (-), $\bar{r}_{1c}$ est (-) et le produit $\bar{r}_{10}\cdot\ell_{1c}$ est (-). On obtient alors:

. $\Sigma C = 63.333,44508 \times 2 = 126.666,8902$ Newton-mètre

soit $W = \Sigma C . \omega = 15,91743$ Mégawatt

Comme au § 6-3-2 page 9, la puissance augmente si (e) et (R_{α}) diminuent. Mais nous avons un ($\vec{E}$) égale à $E = \frac{V}{e} = 10^{5} / 1,57.10^{-2} = 63.694$ volt/mètre. Nous pouvons encore l'augmenter sous réserve de respecter les conditions définies au § 16

9/ Force d'expansion résultante due à des charges induites:

9-1/ Description :

Soit deux corps métalliques (A) et (B) non polarisés et reliés rigidement entre eux par une structure en matériau isolant (se reporter figure 17). Ils sont placés dans le vide.

Relions (A) à la borne (+) d'un générateur et le corps (B) à la borne (-) du même générateur, qui délivre une différence de potentiel (ΔV).

Des charges (q)vont apparaitre sur toute la surface des corps (A) et (B), mais la quasi totalité de ces charges va se localiser sur les surfaces de (A) et (B) qui sont en regard l'une de l'autre.

En effet

. $\vec{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}\vec{n}$

.avec $\sigma = E.\varepsilon_0 = -\vec{grad}\,V . \varepsilon_0 = -\varepsilon_0 \frac{dV}{dn}$

Le (grad V) le plus important est situé dans la zone où les 2 corps (A) et (B) sont le plus proche l'un de l'autre. Ces 2 corps constituent en quelque sorte un condensateur.

Sur le reste de la surface, (σ) est infiniment petit, parce que les lignes de champ partent des corps (A) et (B) et se referment apres avoir parcouru une grande distance, ce qui conduit à un (grad V) faible.

Soit la présentation figure 17 des sous couches polarisées, démesurément grossies pour faciliter la schématisation.

Appelons (q_0^+) et (q_0^-) ces charges initiales. Isolons maintenant (A) et (B) du générateur.

Approchons puis établissons le contact entre (A) et un corps métallique (C), au même potentiel que (A) et portant une charge (q_1^+). Se reporter figure 18.

Ces charges (q_1^+) vont passer dans le corps (A) parce qu'elles tendent spontanément à s'étendre sur la surface maximum (pression minimum).

Mais au lieu de s'étaler sur toute la surface de (A+C), la quasi-totalité des charges (q_1^+) vont encore aller se localiser dans la sous-couche polarisée où le ($\vec{grad\,E}$) est maximum, c'est à dire dans la zone où

les 2 surfaces de (A) et (B) sont en regard l'une de l'autre.

Nous pourrions dire également que les charges (q_1^+) ne pouvant pas occuper un état quantique déjà occupé sur (A) (principe d'exclusion de Pauli) doivent alors nécessairement aller dans la sous-couche polarisée où le ($\overrightarrow{grad\,E}$) est maximum, ce qui leur permet d'occuper un état quantique libre immédiatement supérieur. Se reporter figure 19.

Cet accroissement des charges ($\Delta q = q_1^+$) entraîne une augmentation du flux ($\Phi = \frac{\Sigma q}{\varepsilon}$)et, puisque le flux se conserve, il doit nécéssairement apparaitre une charge (q_1^-) sur le corps (B).

Il apparait alors sur (B) en regard de (A) des charges ($\Sigma q^- - q_0^- = q_1^-$). On appelle ces charges (q_1^-) des charges induites par influence.

Elles correspondent à un apport d'électrons. En vertu du principe " de conservation de la charge électrique ", les électrons (q_1^-) vont laisser la place, sur la face opposée de (B) à des " trous " ayant une charge (q_1^+).

On a tout intérêt à éloigner au maximum cette surface extérieure de (B) (se reporter figure 20) pour que le minimum de lignes de champ qui partent de (B) se referme sur (A). Les lignes de champ de (q_1^+) de (B) se referment alors sur ce qu'on appelle une pseudo-armature (parois du laboratoire, parti= cules en suspension dans le cosmos) que l'on peut situer à l'infini.

Sur les surfaces en regard de (A) et (B), nous avons:

- $q_A^+ = q_B^-$

- $[q_0^+ + q_1^+]_A = [q_0^- + q_1^-]_B$

-donc $\vec{E}_A = -\vec{E}_B$

- $\frac{\sigma_A^{(0+1)}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_B^{(0+1)}}{\varepsilon_0}$

-et $\Delta V = E_A\, dl = E_B\, dl$

-donc $\vec{F}_A = \int_{(s)} \frac{\sigma_A^2}{2\varepsilon_0}\, dS_A = -\vec{F}_B = -\int_{(s)} \frac{\sigma_B^2}{2\varepsilon_0}\, dS_B$

-avec $S_A = S_B$ puisque rapporté à un condensateur.

Mais il reste les charges (q_1^+) sur (B), qui n'ont pas de symétrie sur (A). L'équilibre est donc rompu.

A noter que le corps (B) est au potentiel ($-V$)sur la face en regard de (A). Puisque un corps métallique doit obligatoirement être au même poten= tiel dans toute sa masse, nous avons des charges (q_1^+) au potentiel ($-V$).

Les charges (q_1^- et q_1^+) de (B) sont séparées par une " ligne neutre ".

9-2/ Exemple de réalisation :

Soit 2 condensateurs plans (se reporter figure 21) que nous identifirons par les indices (o) et (1).

Branchons (C_0 et C_1) en parallèle. Initialement nous prendrons des condensateurs (C_0) et (C_1) identiques, soit S= 100 m^2 et e = 1 cm= 10^{-2} m et nous prendrons une tension d'alimentation égale à 10^4 volts, puis un diélectrique à $\varepsilon_r = 10^2$. Soit :

- $C_0 = C_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{e} = 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^2 \cdot \frac{100}{10^{-2}} = 8,85 \; 10^{-5}$ Farad

- $q_0 = q_1 = CV = 8,85 \; 10^{-1}$ coulomb.

Donnons les repères (se reporter figure 21)

- (A) à l'armature (-) } de (C_0)
- (B) " " (+) }
- (C) " " (+) } de (C_1)
- (D) " " (-) }

Les 2 condensateurs étant chargés, coupons les liaisons électriques avec le générataar mais conservons la liaison entre les 2 armatures positives.

Ecartons l'armature négative (D) de l'armature positive (C). Se reporter figure 22. Au fur et à mesure que (D) s'écarte de (C) la différence de potentiel entre ces 2 armatures varie. Cette variation de potentiel est transmise à l'armature (B), qui entraine le potentiel de (A), mais le ΔV = $(V_B - V_A)$ reste constant.

En fait, passé un certain éloignement entre (C) et (D) le champ vectoriel $\vec{E}_1$ diminue, ce qui a pour effet de provoquer un transfert des charges (q_1^+) de (C) vers (B), où le champ électrique $\vec{E}_0$ est grand.

Ces charges (q_1^+) vont s'ajouter aux charges (q_0^+) et il va apparaitre des charges (q_1^-) sur la face intérieure de (A) par effet d'influence.

En vertu du principe de conservation de la charge électrique, il va apparaitre des acharges (q_1^+) sur la face extérieure de (A).

La force d'expension qui va s'exercer sur cette face de l'armature (A), qui est en regard du vide, sera alors égale à :

$$\cdot \; \vec{F}(R_A | R_0) = P.S = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0} \cdot S = \frac{\sigma^2 S^2}{2\varepsilon_0 S} = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 S} = 442,5 \; 10^6 \text{ newtons}$$

Nous pouvons donner l'épaisseur que nous désirons aux armatures, ce qui simplifie leur réalisation industrielle.

L'armature (D) étant suffisamment éloignée, nous avons deux solutions,

soit la conserver en l'état, alors les charges (q_A^-) vont se répartir sur toute la surface de l'armature ce qui entraine une force résultante nulle par suite de la symétrie de (σ), soit supprimer les charges (q_A^-).

La plus grande partie des lignes de champ partant de (q_A^+), à la surface extérieure de (A), vont se refermer à l'infini sur une pseudo-armature (poussières en suspension dans le cosmos).

Les lignes de champ qui partent de (q_A^+) de (A) et qui se referment sur la face extérieure de (B) vont engendrer des charges (q^-), donc des (q^+) sur la face intérieure de (B), ce qui entraine des (q^-) sur la face intérieure de (A) (le flux se conserve) et par conséquent des nouveaux (q^+) sur la face extérene de (A) (la charge électrique se conserve).Se reporter figure 23.

Le flux a tendance alors à s'auto-amplifier. En fait il se stabilisera pour un flux donné. Et puisque nous avons un Σq^+ égal au Σq^- sur les faces externes de (A) et (B), ce bouclage engendre une force résultante nulle. Ne demeure que la force d'expension liée au (q_A^+) initial de (A).

Il est naturellememt possible de prendre la surface (S) que nous désirons et de mettre les condensateurs (C_0) et (C_1) l'un au dessus de l'autre, (B_+) et (C_+) étant dos à dos, de façon à réduire l'encombrement.

Avec une surface correspondant à un carré de 7,07 métres de côté, la force d'expension permettrait l'ascension d'une masse égale à 22.546 tonnes, ce qui correspond à une traction de 451.070 Kgf/m^2 .

10/ Force d'expension résultante due à une différence de potentiel:

10-1/ Description :

Soit 2 condensateurs plans placés dans le vide et dont les armatures sont respectivement repérées par (A^- et B^+) puis (C^+ et D^-). Se reporter figure 24.Relions (B^+ et C^+) entre elles, tout comme (A^- et D^-).

On considére que les armatures sont maintenues entre ellès par des supports rigides et isolants. Un diélectrique est placé entre les armatures (A^- et B^+) puis (C^+ et D^-) et (B^+ et C^+).

Relions (A^- et D^-) au pole négatif, puis (B^+ et C^+) au pole positif d'un générateur. Chargeons les condensateurs puis supprimons les liaisons (A^- et D^-) ainsi que leur liaison avec le pole négatif du générateur.

Nous avons $C = \varepsilon \frac{S}{e}$ puis $q = CV$ et $\sigma = \frac{q}{S}$ soit $F = \varepsilon \frac{E^2}{2} S$

Nous avons également:

$$\vec{F}(R_A | R_B) + \vec{F}(R_B | R_A) + \vec{F}(R_C | R_D) + \vec{F}(R_D | R_C) = 0$$

Retirons maintenant l'armature (D^-). Se reporter figure 25. On démontre facilement que l'énergie dépensée pour éloigner cette armature est égale

à l'énergie électrique qui était initialement stockée dans le condensateur, soit $W = \frac{1}{2} q V = \frac{1}{2} C V^2$.

Jusqu'à présent cette installation est semblable à celle de l'exemple précédent. Mais nous allons maintenant changer de procédure.

En effet, nous allons empécher le transfert des charges (q^+) de (C) vers (B). Pour cela, on relie (A^- et B^+) aux bornes (-) et (+) d'un générateur dont on augmente la ddp de telle sorte que le potentiel de (B^+) soit toujours supérieur à celui de (C^+).

Il va alors apparaitre quelques charges $(q_1^+)_B$ qui vont engendrer quelque charges $(q_1^-)_c$ par influence (le flux se conserve).

Ces quelques charges $(q_1^-)_c$ vont faire place à des $(q_1^+)_c$ sur la face extérieure de (C^+), elles vont aller renforcer les $(q_0^+)_c$ initiales.

Mais ce petit (ΔV) entre (B^+ et C^+) est surtout destiné à obliger les charges $(q_0^+)_c$ à rester sur la face externe de l'armature (C^+).

Il en résulte une force :

$$\cdot \quad \vec{F}_R = \vec{F}(R_A|R_B) + \vec{F}(R_B|R_A) + \vec{F}(R_B|R_C) + \vec{F}(R_C|R_B) + \vec{F}(R_C|R_0) = \vec{F}(R_C|R_0)$$

et la symétrie s'en trouve rompue en raison du petit $\Delta V = (V_B - V_C)$

10-2/ <u>Exemple</u>:

Soit un condensateur circulaire d'un rayon =1,5 m (ce qui correspond approximativement au maitre couple de la nacelle d'un gros réacteur).

Soit $S = \pi R^2 = 7{,}07\ m^2$

Par ailleurs $\varepsilon_0 = 8{,}85\ 10^{-12}$, $\varepsilon_r = 10^3$, $e = 10^{-2}$, $V = 10^5$, $E = \frac{V}{e} = 10^7$

D'ou :

$$\cdot \quad C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{e} = 0{,}0000006256$$

$$\cdot \quad q = CV = 0{,}62556963 7$$

$$\cdot \quad F(R_C|R_0) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) E^2 \cdot S = (\varepsilon_r - 1) \cdot \frac{q^2}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r S} = 3{,}124\ 10^9 \text{ Newtons}$$

L'importance de cette force s'explique par la grande valeur de (q), laquelle est due (pour partie) au (ε_r) entre les armatures, et au fait que $(\vec{F})$ s'exerce à la surface du diélectrique qui est maintenu sur l'armature (C) face au vide.

Si un tel propulseur ne doit pas poser de gros problèmes dans le vide il risque de se comporter dans l'atmosphère comme un aspirateur à poussières, puisque celles-ci seront polarisées par les lignes de champ et irrésistiblement attirées par l'armature (C^+) polarisée. Il conviendra alors de prévoir un dispositif pour les chasser.

11/ Nature de la force d'expansion ;

Nous avons définit au paragraphe 2, deux type de forces:

-notée $\vec{F}(R_A \mid R_B)$,pour une force " de liaison ", en ce sens qu'elle agit simultanément sur 2 systèmes matériels.

Habituellement, la direction est donnée par la droite qui relie les 2 référentiels (R_A et R_B) et le sens est donné du premier référentiel (R_A) vers le second référentiel (R_B).

-notée $\vec{F}(R_A \mid R_0)$, pour une force " d'action ", en ce sens qu'elle n'agit que sur un seul système matériel (R_A), le second référentiel (R_0) correspondant au continuum d'espace-temps qui contient ($\vec{E}$).

Ces définitions étant données, considérons une armature polarisée négativement par exemple et correspondant au référentiel (R_A). Nous savons que la polarité est donnée par le signe des porteurs de charges électriques, soit des électrons ($q = 1{,}602.10^{-19}\,c$) dans l'exemple présent.

Examinons ce qui se passe dans l'épaisseur (a) de la sous- couche polarisée dont l'épaisseur est sensiblement égale à 1 Angstrom ($10^{-10}\,m$).

Soit un élément de volume (dv), de surface (ds) et de hauteur (a). Les charges polarisées sont localisées dans (a). Soit (x) la distance d'un point (P) à la surface intérieure de la sous-couche polarisée (se reporter figure 26).

Le champ électrique ($\vec{E}$) en (P) est égal à :

$$\cdot \quad E(x) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^x \rho(x)\, dx$$

et le champ électrique ($\vec{E_1}$) en surface libre est égal à :

$$\cdot \quad E_1 = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^a \rho(x)\, dx$$

La quantité de charges contenues dans une couche (x, x+dx) est égal à

$$\cdot \quad dq = \rho\, dx . ds$$

La force qui s'exerce sur (dq) est égale à

$$\cdot \quad df = E . \rho(x)\, dx . ds$$

$$.\text{or} \quad \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \operatorname{div} \vec{E} = \frac{dE}{dx}$$

$$.\text{donc} \quad \rho\, dx = \varepsilon_0\, dE$$

.soit $d^1 f = \varepsilon_0 E \, dE \, dS$

.et $\int_0^a E \, dE = \frac{1}{2}(E_1)^2$ où (E_1) est le champ électrique en surface.

La force qui s'exerce sur toutes les charges contenues dans la sous-couche polarisée d'épaisseur (a) est égale à:

.soit $dF = \varepsilon_0 \frac{E_1^2}{2} dS$

.et puisque $E_1 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$

. $dF = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0} dS$

.donc la pression $P = \frac{dF}{dS} = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0}$

Cette pression est dirigée vers l'extérieur de la surface libre, et c'est elle qui maintient les charges électriques (q) dans la sous-couche polarisée dans l'état quantique supérieur immédiatement libre.

Ce qu'il faut bien comprendre, c'est que le champ vectoriel électrique qui se manifeste à la surface ($\vec{E}$)et à l'extérieur des armatures dans le référentiel (R_0) du continuum d'espace-temps, se prolonge en fait dans la sous-couche polarisée, dans le même sens, et il en résulte une force d'inter=action entre le champ vectoriel électrique et les grandeurs scallaires pola=risées (ρ). C'est donc une force dite " d'action " de type $\vec{F}(R_A / R_0)$

On peut simplifier en disant que le champ vectoriel ($\vec{E}$) agit sur les grandeurs scallaires (σ), d'où force " engendrée " $\vec{F} = (\sigma.S)\vec{E}.\vec{m} = q.\vec{E}.\vec{m}$ (ou $\vec{m}$ est le vecteur unité de la normale élevée sur dS).

Les charges polarisées engendrent un champ vectoriel ($\vec{E}$) qui, en retour, agit sur elles.

Il en est de même avec le champ vectoriel de gravitation ($\vec{g}$) qui est engendré par la matière (m) et qui agit, en retour, sur elle, soit $\vec{F} = m.\vec{g}$.

La seule différence notable réside dans le sens de ces forces d'inter=action. La force de gravitation tend à comprimer la matière alors que la force d'expansion électrostatique tend à la diffuser, à l'aspirer vers l'exté=rieur, afin de diminuer la pression électrostatique.

Les particules électriques (q) étant " aspirées " par le champ élec=trique ($\vec{E}$), avec une force $f_v = \overrightarrow{grad} P$, il nous reste à préciser pour quelle raison elles restent prisonnières de l'armature et, de ce fait, transmettent à l'armature la force qui s'exerce sur elles.

Nous savons que le potentiel chimique d'une particule (q_J) dans la

phase (K) est noté:

$$\mu_s^{K} = \left(\frac{\partial \Phi_K}{\partial N_s} \right)_{T,P,N_i}$$

avec Φ_K = potentiel thermodynamique de la phase (K) contenant (N_s) particules d'espèce (s).

(μ_s^k) est une dérivée partielle considérant que les autres paramètres (température, pression, nombre de particules d'espèce (i)) restent constants.

Nous savons également que le potentiel électrochimique est noté:

$$\tilde{\mu}_s^{K} = \mu_s^{k} + q_s V_K$$

correspondant au potentiel chimique plus le terme électrique ($q_s V_K$) où la particule (q_s) est au potentiel V_K .

Nous savons par ailleurs, comme l'ont démontré Sommerfeld et Brillouin que les électrons libres se repartissent dans un conducteur entre l'énergie potentielle ($-U_0$) et le premier niveau de Fermi ($\mathcal{E}_F$) (rapporté tous deux à la même origine).

L'énergie de Fermi $\zeta_F = \mathcal{E}_F - (-U_0) = \mathcal{E}_F + U_0$ mesure l'épaisseur de la bande de conduction envisagée (se reporter figure 27).

Au plan macroscopique, nous fixons une énergie moyenne $\tilde{\mathcal{E}} = -e\varphi$ où (e) est la charge d'un électron et φ le potentiel de Galvani)

Nous voyons que le potentiel chimique (μ) d'un électron correspond à la différence d'énergie entre le niveau (φ) et ($\mathcal{E}_F$) et ou le potentiel électrochimique $\tilde{\mu} = \mu - e\varphi = \mathcal{E}_F$

En fait, à la surface du métal les électrons, animés d'une certaine vitesse (énergie cinétique) passent une certaine partie de leur temps dans le vide, à l'extérieur du métal.

Il en résulte, à la surface du métal, une double couche de polarité inverse (sur une épaisseur du Debye) et un potentiel extérieur V_e (se reporter figure 28) négatif par rapport au potentiel intérieur V_i . Les électrons sont alors prisonniers, ou piégés, dans une cuvette de potentiel de Volta.

En appliquant une différence de potentiel entre 2 armatures(A et B) nous mesurons à l'aide d'un voltmètre le $\Delta\varphi = \frac{1}{e}(\mu_A - \mu_B)$ = ddp de Galvani.

Le $\Delta V_e = (V_e)_A - (V_e)_B$ = ddp de Volta, régit les phénomènes dans le vide (champ électrique).

Nous pouvons alors dire que :

-les charges polarisées (q) subissent une force volumique $\varepsilon\, \overrightarrow{grad}\, P$, que

les attire vers la région où le champ électrique est le plus grand, à savoir en surface des armatures,

-les charges (q) ne peuvent sortir du métal parce qu'elles sont prisonnières dans une cuvette de potentiel,

-en conséquence, la force d'action $\vec{F}(R_q|R_o) = q.\vec{E}$ devient une force de liaison $\vec{F}(R_q|R_A)$ entre la charge électrique((q) et le reste de l'armature (A).

De ce fait, c'est toute l'armature qui est attirée par le champ électrique ($\vec{E}$) , et il s'exerce une force totale:

$$\vec{F}(R_A|R_o) = \frac{1}{2}\,\varepsilon\,E^2 S\,\vec{n}$$

Cette force est appelée " force d'expansion ", et elle résulte d'une intéraction entre le champ vectoriel électrique ($\vec{E}$), situé dans le référentiel (R_o) du continuum d'espace-temps, et les grandeurs scalaires (q), qui sont sensibles au champ vectoriel en question. La force d'expansion est donc bien une " force d'action ".

12/ <u>Que devient le principe de l'action-réaction ?</u>

Considérons une charge électrique (q) et une ligne du champ vectoriel électrique ($\vec{E}$) qui passe par (q). Une force " d'action " est alors " engendrée " et elle a pour valeur ($\vec{F} = q.\vec{E}.\vec{n}$)où ($\vec{n}$) correspond à la tangente à la ligne de champ en (q).

Or nous savons que le champ vectoriel électrique ($\vec{E}$) dérive d'un potentiel $E = -\text{grad}\,V = -dV/dn$

Nous savons également que le potentiel varie le long d'une ligne de champ et que les vecteurs ($\vec{E}$) sont toujours orthogonaux aux lignes qui relient les points qui sont au même potentiel (équipotentielle)

Les lignes de champ sont donc toujours orthogonales à l'élément de surface (ds) d'une armature polarisée, celle-ci constituant une équipotentielle .

Mais les lignes de champ qui restent orthogonales entre 2 armatures, ou bien les surfaces équipotentielles qui restent colinéaires à la surface des armatures, ne constituent qu'un cas trés particulier. C'est le cas dans le volume localisé à l'intérieur des armatures d'un condensateur plan.

Le plus souvent nous trouvons des lignes de champ qui divergent, que l'on peut tracer, tout comme les surfaces équipotentielles, à l'aide de calculs pas trés compliqués mais qui requierent néanmoins l'outil informatique en raison du grand nombre de calculs à effectuer.

Considérons une ligne de champ courbe (se reporter figure 5) qui part d'une charge (q^+) (repère 1) et arrive sur un charge (q^-)(repère2).

Définissons un réferentiel (O; X,Y). La force qui s'exerce sur la charge positive est égale à $\vec{F}(R_1|R_0) = q\vec{E}$ et la force qui s'exerce sur la charge négative est égale à $\vec{F}(R_2|R_0) = q^{-}\vec{E}$

Nous pouvons dire que le principe de l'action-réaction est respecté puisque ces 2 forces ($\vec{F_1}$ et $\vec{F_2}$) sont égales en module et de signe opposé, soit $\vec{F}(R_1|R_0 + R_0|R_2) = 0$

Cependant, ce principe, dans le cadre de la physique classique,repose sur le fait que ces 2 forces - d'action-réaction - sont supportées par une même"droite". Il est alors évident que leur somme est nulle.

Mais dans le domaine de l'électrostatique, la ligne de champ qui supp= orte les 2 forces - d'action-réaction - est le plus souvent une " courbe ".

La géométrie intervient au niveau du positionnement réciproque des charges (q), au niveau du cheminement du flux (ϕ), et bien entendu du positionnement, de la forme et de l'orientation des éléments de surfaces polarisées (ds).

De ce fait, la somme de ces forces d'action -réaction n'est plus nulle et l'on peut même, par une géométrie adaptée des éléments de surface (ds_+) et (ds_-) s'arranger pour que la somme de l'une des composantes soit nulle et que les autres composantes s'additionnent.

C'est le cas pour les lignes de champ qui partent du sommet de l'arma= ture centrale dans les exemples des § 6 et 7.

Ainsi, l'électrostatique, que d'aucuns considérent comme une science trés ancienne, où il n'y avait plus rien à découvrir, voire qui ne présentait aucun interêt industriel, est en fait la seule où l'homme peut modeler à sa convenence la courbure du continuum d'espace temps dans lequel circulent les lignes de champ ($\vec{E}$).

Ainsi le principe de l'action-réaction reste vrai lorque une ligne de champ relie 2 particules de signe opposé, mais leur somme n'est nulle que si la ligne de champ est une droite, ou si les éléments de surface polarisées sont orientés suivant 2 normales ayant même direction et un sens opposé.

Les exemples donnés aux § 9 et 10, où les lignes de champ partent d'une armature du système isolé et se referment sur une pseudo-armature située à l'infini, constituent un cas extrême.

Cette pseudo-armature peut être constituée par toutes les particules matérielles qui sont en suspension dans le cosmos et où circulent les lignes de champ.

Le champ électrique d'une particule chargée est égale à $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{e^2} \cdot \vec{n}$ (avec $(\vec{n})$ vecteur unité dans la direction choisie). Le champ électrique varie comme ($\frac{1}{e^2}$), il chute donc rapidement.

Nous pouvons, en conséquence, imaginer qu'une ligne de champ parte

d'une armature polarisée, s'éloigne sur sa géodésique, s'atténue en ($\frac{1}{e^2}$) puis, ne rencontrant aucune grandeur scalaire qu'elle puisse polariser, qu'elle devienne égale à zéro.

Dés lors, nous avons une force d'action sans force de réaction. Ceci est le cas extrême, mais possible.

Le plus souvent, une force de réaction s'exercera sur des poussières, un astéroïde, une planète, etc...

Mais si la force d'action est égale à $\vec{F_0} = q\,\vec{E_0}$, la force de réaction, orientée dans une direction quelconque, ne sera égale qu'à $\vec{F_1} = q\,\vec{E_1}$ avec $E_1 = E_0\,\frac{1}{e^2}$.

Tout ceci montre que l'énoncé de la physique classique relatif à la résultante nulle des forces d'action-réaction, mérite de recevoir une nouvelle formulation plus explicite.

Il convient non seulement de tenir compte de la courbure de la ligne de champ, mais aussi du fait que ces forces ne sont pas du type " force de liaison " $\vec{F}(R_A|R_B)$, mais que chacune d'elle est du type " force d'action " c'est à dire $\vec{F}(R_A|R_B) = \vec{F}(R_A|R_0) + \vec{F}(R_0|R_B)$

Prenez 2 feuilles de papier. Tracez une ligne de champ courbe qui part d'une feuille et se termine sur l'autre. Positionnez une charge (q^+) à une extrémité et une charge (q^-) à l'autre extrémité.

Ecartez maintenant les 2 feuilles de papier. Ce schéma pour montrer (ou imager plutôt) que chaque force est " engendrée ", chacune de son côté, par " intéraction " d'un champ vectoriel électrique ($\vec{E}$) et d'une grandeur scalaire.

Les signes opposés des 2 forces résultent de l'intéraction d'une même courbure du continuum d'espace-temps par le champ électrique, sur des grandeurs scalaires de polarité inverse.

Il en est de même dans l'univers au niveau des forces de gravitation, où (q) est remplacé par (m) et où ($\vec{E}$) est remplacé par ($\vec{g}$).

13/ <u>Que devient le principe de conservation de l'énergie ?</u>

L'expression $d\mathcal{E} = \vec{F}.\vec{dl}$ suppose naturellement que les 2 termes ($\vec{F}$) et ($\vec{dl}$) soient mesurés dans un même référentiel.

Or, prenons l'exemple du § 6 où la force qui s'exerce sur l'armature centrale (figure 7) est interne au système isolé.

Pour évaluer la force d'expansion, l'observateur devra se déplacer avec son référentiel (R_A) dans la sous-couche polarisée.

En effet ($\vec{F} = q.\vec{E}$), ce qui signifie que cette force d'action $\vec{F}(R_A|R_0)$, pour exister, nécessite un point d'appui (q.) et un champ vectoriel ($\vec{E}$).

Dés lors que nous quittons la dernière couche atomique polarisée, il ne reste que ($\vec{E}$) dans (R_0).

Le même observateur ne peut pas à la fois mesurer ($\vec{F}$) et ($\vec{dl}$),

ou bien il le fait de façon indirecte en mesurant l'accélération de l'ensemble du sytème isolé, à moins qu'il ne mesure la force frein (qui est extérieure au système isolé) si le déplacement n'est pas accéléré.

Alors nous formulons l'énoncé suivant en disant que l'énergie apparement mise en jeu correspond au déplacement (dl) d'une force (F) que nous pouvons mesurer par le biais de ses effets sur un référentiel extérieur au système isolé.

Mais cette définition ne parait pas satisfaisante parce que la force motrice est intérieur au système isolé.

Donnons alors une explication qui repose sur les lois de la thermodynamique.

La pression (P) correspond à l'énergie par unité de volume, soit $W = (P.v)$ ou ($P = \frac{W}{v}$), c'est à dire, dans le cas d'un condensateur plan (exemple le plus facile) que:

- $P = \frac{W}{v} = \frac{1/2\, q^2/C}{v} = \frac{q^2}{2\frac{\varepsilon S}{v}v} = \frac{q^2}{2\varepsilon S}$

En réalité, l'énergie du condensateur est localisée dans la sous-couche polarisée, mais on peut considérer qu'elle est localisée dans le volume du continuum d'espace-temps situé entre les armatures où circulent les lignes de champ.

Soit $P = \frac{q^2}{2\varepsilon S} = \varepsilon \frac{E^2}{2}$

Nous retrouvons alors les célébres expressions de la thermodynamique

- $F = P.S = \varepsilon \frac{E^2}{2} S$
- $W = P.v = \varepsilon \frac{E^2}{2} v = \frac{\sigma^2 S v}{2\varepsilon} = \frac{q^2 v}{2\varepsilon S} = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C}$

Nous pouvons également, en dépensant de l'énergie mécanique pour déplacer une armature par rapport à l'autre, écrire que:

- $W = P.v = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C} = \frac{q^2 v}{2\varepsilon S} = \frac{q^2}{2\varepsilon S}(S.e) = \frac{q^2}{2\varepsilon}(e)$
- $\frac{\partial W}{\partial e} = \frac{q^2}{2\varepsilon}$

puisque les charges (q) et le coéfficient (ε) restent constants, quel que soit la valeur de l'écartement (e).

Au sens thermodynamique, nous pouvons dire que l'énergie stockée dans un condensateur chargé, est égale à :

- $dW = v\, dP = \frac{v}{\varepsilon S}\left[\frac{q^2}{2}\right]_0^m$

ce qui correspond à un travail de " transvasement ".

Il en est de même pour faire pénétrer un corps de volume (v) au sein d'un liquide à la pression (P).

Si nous laissons une armature chargée (q^+) se raprocher de l'autre armature chargée (q^-), la variation d'énergie sera égale à:

$$dw = P\,dv = \frac{q^2}{2\varepsilon S}\,de$$

ce qui correspond à un travail " de détente ".

Il en est de même lorsqu'un corps immergé de volume (v) remonte vers la surface libre du liquide.

Ce rapprochement entre une armature chargée et un corps plongé dans un liquide, provient de ce que le corps immergé subit la célébre poussée d'Archimède ($f_v = -\vec{grad}\,P$), tout comme la sous-couche polarisée subit une force volumique ($f_v = \vec{grad}\,P$).

Similitude, à ceci prés que :

-avec le corps immergé, l'énergie récupérée sur le déplacement ($dw = P\,dv$) est limité par la dimension du récipient puisque (dv) correspond au volume déplacé lors du mouvement.

-avec le condensateur, l'énergie récupérée sur le déplacement des armatures ($dw = P\,dv$) est limitée par l'écartement entre les armatures.

Mais, considérons tout d'abord le cas où les lignes de champ partent d'une armature polarisée et chargée, et se referment à l'infini sur une pseudo-armature, comme indiqué dans les exemples des $ 9 et 10, et schématisés figures 22 et 25.

Le vecteur $\vec{F} = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon} \cdot s \cdot \vec{m}$ est orthogonal à la surface tout comme le vecteur champ électrique $\vec{E} = \frac{\sigma}{2\varepsilon}\vec{m}$.

La force d'expansion qui s'exerce dans la sous-couche polarisée $f = \vec{grad}\,P$, ou bien celle qui s'exerce uniquement sur les charges surfaciques $\vec{F} = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon} s \cdot \vec{m}$, ne dépend absolument pas de la distance qui sépare les 2 armatures.

La seconde armature, de polarité différente de la première, n'intervient que pour assurer un ($\vec{grad}\,V$), donc un champ électrique ($\vec{E}$) puisque le champ dérive d'un potentiel.

Dans le cas d'une seule armature, le potentiel va varier en ($1/e$) et le champ électrique en ($1/e^2$), et la pression électrostatique én ($1/e^4$) puisque proportionnelle à (E^2).

Nous pouvons alors dire que :

-la force d'expansion s'exerce uniquement dans la sous-couche polarisée, ou bien en surface de l'armature, puisqu'elle est "engendrée " par interaction entre (q) ou (σ) et ($\vec{E}$),

-les lignes de champ partent toujours perpendiculairement à l'élément de surface, tout comme le vecteur force qui lui est colinéaire,

-les lignes de champ peuvent ensuite rester parallèles, diverger ou converger, cela ne change rien au module et au sens de $(\vec{F})$,

-il convient alors de considérer que $(\vec{F})$ prend appui sur $(\vec{E})$, donc sur le continuum d'espace-temps.

La force d'expansion est du type " force d'action " et s'écrit $\vec{F}(R_A/R_0)$ Elle prend appui sur le seul continuum d'espace-temps.

Il en est de même pour toutes les armatures, quelles que soient leur orientation et leur polarisation. Le principe de l'action-réaction consiste à dire que la force d'expansion $\vec{F}(R_A^+|R_0)$ est de sens opposé à $\vec{F}(R_A^-|R_0)$ Mais il est trés important de noter que toutes ces forces prennent appui sur la courbure du continuum d'espace-temps.

Ensuite, que les armatures soient immobiles ou en mouvement, cela ne change rien aux valeurs de (ρ), de (σ), de (q), de ($\vec{\varepsilon}$) donc de ($\vec{F}$).

Ainsi, sous l'action de la force d'expansion résultante le système isolé se déplace, en entrainant avec lui (σ), donc ($\vec{\varepsilon}$) et par conséquent ($\vec{F}$). Nos systèmes isolés sont donc " auto-accélérés ".

Puisque toutes les valeurs (σ , q , $\vec{\varepsilon}$) restent constantes, il convient de reconnaitre que l'énergie interne du système isolé reste constantes dans le temps.

L'expression $d\mathcal{E} = \vec{F}\,d\vec{l}$ correspond alors à une fonction potentielle qui se rapporte à un référentiel extérieur au système isolé.

Le travail de détente ($d\mathcal{W} = P\,dv$) est tout aussi infini que l'est le (dv) du continuum. Ceci revient à assimiler le continuum à un fluide, dans lequel s'exerce une force ($f_r = \vec{grad}\,P$), due à une anisotropie de sa courbure, localisée dans le ($\vec{grad}\,\varepsilon$). Nous avons alors rompu la symétrie.

Finalement, au niveau énergétique, tout bilan extérieur ($d\mathcal{E} = \vec{F}\,d\vec{l}$) ne signifie rien, le seul bilan significatif se situe à l'intérieur du système isolé par " l'entretien de la pression électrostatique ", qui s'exerce continuellement sur toutes les surfaces polarisées.

En fait, nous devrions parler de " dépression électrostatique " pour la rapprocher des concepts de la thermodynamique, puisque cette force d'expansion est dirigée vers l'extérieur du métal et tend à augmenter son volume.

Procédons à une expérience extrémement simple, qui consiste à placer un cylindre verticalement, l'extrémité supérieure étant fermée et un piston pouvant coulisser à l'extrémité inférieure. Se reporter figure 29.

A l'état initial le piston se trouve en haut du cylindre. Exerçons alors une force verticale ($+F$) sur le piston et une force ($-F$) en haut du cylindre.

Le travail fournit est égal à ($\Delta E = F \Delta l = P.S \Delta l = P. \Delta V$) en appelant (P) la pression atmosphérique qui reste constante.

Attachons une gueuse au piston, d'un poids $\vec{p} = -M\vec{g} = -\vec{F}$. Un observer= vatéur extérieur qui n'"aperçoit pas la personne qui maintient le piston, se demandera par quel miracle cette gueuse peut tenir en l'air! Nous en sommes là avec notre système isolé électrostatique qui, subissant une force d'expan= sion verticale ($+\vec{F}$) resterait immobile en l'air, en équilibre.

En fait, la personne qui maintient le cylindre immobile dépense de l'énergie (elle le ressent dans ses muscles tendus). Celle-ci correspond, soit au travail requis pour maintenir la gueuse immobile au dessus du sol (c'est le côté apparent de l'expérience), soit pour entretenir le vide dans le cylindre (c'est le côté invisible de l'expérience).

Considérons alors que cette personne, étant fâtiguée par cette dépense d'énergie, attache le cable relié au cylindre à un crochet fixé à la structure de la potence.

Le piston reste alors dans sa position et la gueuse reste suspendue en l'air, sans que nous dépensions la moindre énergie. Que s'est-il passé ?

En regardant de plus pres au niveau du crochet fixé sur la structure métallique, nous constatons que les contraintes (force $\vec{F} = +M\vec{g}$) ont déformé la structure moléculaire du métal.

La somme des forces inter-moléculaires équilibre la force ($\vec{F}$).

Naturellement la force ($\vec{F}$) chemine jusqu'au sol, mais ce qui est intéressant, c'est de constater que la déformation des liaisons atomiques engendre une force ($\vec{F}$) qui équilibre la contrainte extérieure, et cela indéfiniment sans que soit dépensée la moindre énergie par l'homme.

Les déformations, dans nos systèmes électrostatiques, se situent dans la sous-couche polarisée. L'énergie requise pour maintenir les électrons et trous dans leur état quantique supérieur est prélevée sur le champ électrique, lequel est dû aux charges polarisées. Le système s'auto-entretient

Considérons un système électrostatique immobile et en suspension dans le champ vectoriel de gravitation.

Nous avons alors 2 forces de même module mais de sens opposé et qui résultent toutes deux de l'interaction d'un champ vectoriel sur des grandeurs scalaires (soit m et $\vec{g}$ püis q et $\vec{E}$).

Il y a équilibre entre ces 2 forces d'action $\vec{F}(R_A|R_o)$. Cet équilibre est rompu dés lors qu'il ne subsiste que ($\vec{F} = q\vec{E}$). Le système isolé se stabilise alors sous une accélération constante ($\vec{\gamma}$) avec $\vec{F} = q.\vec{E} = M\vec{\gamma}$ et l'énergie apparemment mise en jeu correspond au travail de détente $dw = P.dv$,

Nous pourrions également dire que :

$$dW = \vec{F}.\vec{dl} = F.v\,dt = F.\gamma t\,dt = M\gamma.\gamma t\,dt \quad \text{soit} \quad W = \frac{1}{2} M\gamma^2T^2 = \frac{M^2\gamma^2T^2}{2M} = \frac{F^2T^2}{2M}$$

expression qui ne fait pas intervenir de référentiel extérieur puisque ne comportant plus le terme ($\vec{dl}$).

Cependant, en considérant (W) et (M) comme des invariants, les termes (F) et (T) varient selon le référentiel où l'on se place, comme le démontre la mécanique relativiste.

En sortant des formulations mathématiques, notre esprit éprouve quelques difficultés à concevoir les déformations du continuum d'espace-temps.

Le concept lié à l'énergie, qui semblait être solide comme le roc, en arrive également à vaciller parce que reposant sur le concept de " force de liaison " (cause extérieure au système isolé).

Nous concevons plus facilement les phénomènes mis en évidence, en disant que :

-l'énergie interne au système isolé reste constante dans le temps,

-la fonction potentielle, donc évaluée de l'extérieur, correpond au travail de détente ($dW = P.dv$), où le continuum d'espace-temps est assimilé à un fluide.

Nous pouvons alors comparer notre système isolé à une bulle au sein de laquelle nous avons engendré une anisotropie.

Au même titre qu'une bulle d'air monte vers la surface libre d'un liquide, cette bulle se déplace suivant la plus grande valeur du ($\vec{grad}\,P$). Et puisque cette bulle emporte (q) et ($\vec{\varepsilon}$), elle se déplace sur son équipotentielle.

Quant à l'énergie ($W = \frac{F^2T^2}{2M}$), elle correspond à l'entretien dans le temps (T) d'une force ($\vec{F}$) qui est engendrée par interaction de (q) et ($\vec{\varepsilon}$), lesquels sont indépendants du temps.

L'énergie intérieure gratuite ($W = \frac{F^2T^2}{2M}$) se transforme en énergie extérieure ($dW = P.dv$) récupérable de par l'interaction du continuum anisotropique de la bulle sur notre continuum isotrope.

Le passage de l'un à l'autre se fait par l'intermédiaire d'une fonction potentielle.

Finalement, le terme le plus important de cette fonction potentielle resterait " le temps T ".

14/ Origine de l'énergie; Travail de transvasement:

Considérons un condensateur plan chargé et posé verticalement sur une table

pourvu d'un plateau en matériau isolant. Se reporter figure 37.

Sur les faces extérieures des armatures, nous fixons un crochet auquel est attaché un cable, qui passe dans une poulie reliée à la table, et à l'extrémit duquel est fixée une masse (m).

Supprimons les fixations qui maintenaient les armatures immobiles. En prenan pour valeur de la masse (m), celle qui permet l'égalité < Force d'expansion ($\vec{F}=q\vec{E}$) = Force de pesanteur ($\vec{F}=m\vec{g}$) >, nous voyons alors que les deux armatures restent dans la position qu'elles avaient, sous l'action de deux forces d'action $\vec{F}(\varepsilon_A|\varepsilon_0)$ et $\vec{F}(\varepsilon_B|\varepsilon_0)$, toutes deux étant indépendantes du temps.

Déplaçons l'armature positive (A) d'une longueur (Δl.), en lui donnant une légére impulsion. Nous obtenons alors un gain d'énergie sur la masse qui se soulève ($\Delta W = +mg\,\Delta l$) et nous savons qu'il y perte d'énergie au sein du condensateur par suite de la diminution du volume ($\Delta W = +F.\Delta l$ ou $\Delta W = -P\Delta V$).

Déplaçons maintenant l'armature négative (B) du même (Δl). Nous voyons alors la masse (m) descendre, ce qui correspond à une perte d'énergie ($\Delta W = -mg\,\Delta l$ mais nous savons aussi que l'énergie du condensateur augmente par suite de l'augmentation de son volume ($\Delta W = -F\Delta l$ ou $\Delta W = +P\Delta V$).

Il s'agit donc d'un " transfert " d'énergie, du condensateur vers la masse de (A) et transfert d'énergie de la masse (B) vers le condensateur. Le bilan énergétique est donc globalement nul.

Si nous déplaçons les deux armatures simultanément, il n'y a rien de changé, nous avons simultanément les ($+mg\Delta l - mg\,\Delta l$), les ($+F\Delta l - F\Delta l$) et les ($-P\Delta V + P\Delta V$).

Mais arrétons notre attention sur l'armature positive (A), où se produit le gain d'énergie.

L'énergie du condensateur est égale à ($W = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C}$). Dans son déplacement (Δl), le gain d'énergie sur l'armature (A), soit ($\Delta W = \vec{F}(\varepsilon_A|\varepsilon_0)\,\vec{\Delta l}$) correspond à un transfert d'énergie du continuum localisé entre les armatures vers l'armature (A) puis la masse (m), et l'énergie du condensateur diminue de ($\Delta W = -\frac{1}{2}\frac{q^2}{\Delta C}$).

Il est trés important de retenir qu'il y a transfert d'énergie du continuum vers l'armature qui se déplace.

Imaginons alors que nous n'ayons plus qu'une seule armature polarisée (A) sur une de ces faces.(se reporter au § 9).

Dans cette configuration, nous pouvons toujours dire que le gain d'énergie sur l'armature provient d'un transfert d'énergie en provenance du continuum courbé par le champ vectoriel électrique, soit ($\Delta W = \vec{F}(\varepsilon_A(\varepsilon_0)\,\vec{\Delta l} = P\Delta V$)

On a l'habitude de dire en électrostatique que les lignes de champ se referment à l'infini sur une " pseudo-armature ".

Alors, le ($-\Delta V$) engendré par le déplacement de l'armature positive (A), entraîne un ($+\Delta V$) équivalent de la pseudo armature, et cela sans dépenser la moindre énergie puisque le champ vectoriel y est nul et qu'il n'existe pas de matière, donc de charges polarisées.

Cette observation est le premier enseignement à tirer de cette observation.

Traçons le graphe représentatif de la pression en fonction de la distance (d). La pression diminue en ($1/d^4$) puisque proportionnelle au carré du champ vectoriel.

Au contact de l'armature, la pression est représentée par le segment (AB), et elle est nulle en (E)(se reporter figure 38).

Déplaçons l'armature d'un (ΔV) qui est représenté par le segment (AD). Avant ce déplacement, la pression au point (D) était égale à (DG), puis elle passe à la valeur (DC =AB).

Si le travail de détente ($P\,dv$) récupéré sur le déplacement de l'armature (A) peut être schématisé par la surface (ABCD), l'énergie correspondant à l'augmentation de la pression en (D), correspond à un travail thermodynamique de " transvasement " ($v\,dP$) qui peut être schématisé par la surface (BCGH), dans une opération isotherme.

En prenant un point où la pression est initialement nulle, nous aurions égalité entre le travail de détente et le travail de transvasement.

Mais, car il y a un << mais >> colossale, ce travail de transvasement correspond au passage du continuum plan à un continuum courbé, et cela se produit par l'effet du champ vectoriel électrique... qui est gratuit et indépendant du temps.

Le travail de transvasement est donc gratuit pour nous. C'est le second enseignement important apporté par cette observation.

Nous devons ce gain d'énergie au fait que la structure du continuum d'espace-temps est modifiée lorsqu'un champ vectoriel y circule, et cette courbure est maintenue sans dépense d'énergie par les champs vectoriels indépen= dants du temps.

Mais, nous le devons également au fait que la structure du continuum d'espace-temps possède ce que j'appelerai un " coéfficient d'atténuation ", en ce sens qu'il diminue cette courbure avec la distance.

Si la structure du continuum d'espace-temps n'avait pas cette propriété, le moindre champ vectoriel de gravitation engloutirait toute la matière de l'univers.

15/Quelques expériences qui ont valeur de preuve:

Si je me mets par la pensée à la place de la personne qui étudie ce document, je suppose qu'elle peut admettre la courbure du continuum par des lignes de champ vectoriel courbes, puis à son anisotropie, en raison du $\overrightarrow{grad}$ E.

Mais peut être éprouve t'elle du mal à admettre l'inexistence des forces de " réaction " et l'existence des seules forces " d'action " à partir du continuum.

Rappelons alors 2 expériences fort connues en électrostatique.

Considérons tout d'abord un point de l'univers où il n'existe aucune matière et aucun champ vectoriel parasite. Plaçons à cet endroit un récipient contenant un liquide conducteur du courant et plongons y un aréomètre. celui-ci s'enfonce partiellement. Si nous polarisons le liquide, on constate alors que l'aréomètre se soulève. Se reporter figure 30.

Si nous plaçons au même endroit une sphére en matériau souple et conducteur du courant, on constate, dés lors que la sphére est polarisée, qu'elle grossit.

Les phénomènes constatés sont la preuve que les forces d'expansion électro=statiques sont engendrées de par l'interaction << champ vectoriel électrique// charges polarisées >>, donc que ce sont bien des forces d'action qui s'exercent à partir du continuum, qui se déplacent avec les charges électriques sur lesquelles elles agissent et qui engendrent le champ vectoriel électrique.

16/ Applications industrielles:

Les applications industrielles, lieés à l'utilisation de la force d'expansion engendrée au sein d'un système isolé semblable à l'un de ceux qui ont été décrits ci dessus, sont fort nombreuses, mais il en est deux qui viennent immédiatement à l'esprit.

16-1/ Force de propulsion ;

Examinons tout d'abord les moyens requis pour assurer la propulsion (et/ou la sustentation dans tout champ vectotiel de gravitation) de tout engin terrestre, naval, aérien et bien entendu de tout engin spatial (figure 36)

Les divers dispositifs schématisés en figures 7-11-12-13-14-21 et 22, 24 et 25 peuvent être utilisés à cet effet.

Plusieurs de ces dispositifs peuvent être associés sur un même engin, en les orientant dans diverses directions puis en régulant les diverses forces résultantes engendrées en modulant la différence de potentielle (ddp) appliquée à chacun d'eux, de manière à obtenir la force résultante totale ($F_{R.T}$) désirée.

Soit, par exemple, comme schématisé figure 31, six systèmes isolés (SI), schématisés par des parallélépipèdes, orientés suivant le trièdre (O;x,y,z) en:

. + (ox) par le (SI) de repère (F)
. - (ox) " " (E)
. + (oy) " " (D)
. - (oy) " " (B)
. + (oz) " " (A)
. - (oz) " " (C)

L'activation du seul (SI) de repère (A) entrainera l'engin vers (+ oz), l'activation du seul (SI) de repère (D) entrainera l'engin vers (+ oy), etc...et l'activation des (SI) de repères (A) et (D) par exemple entrainera l'engin dans le sens de la force résultante totale ($F_{R.T}$) des deux composantes ($(F_R)_A$ et $(F_R)_D$ engendrées par les (SI) de repères (A) et (D).

Toutes les combinaisons restent possibles entre les divers systèmes isolés, activés ou non, de manière plus ou moins intensive, permettant ainsi d'obtenir une force résultante totale centrée en (O), et dont le vecteur est défini en coordonnées sphériques, donnant ainsi à l'engin la possibilité de se déplacer en tous sens(figure 32).

Il est naturellement possible de monter autant de (SI) que l'on veut. Cette disposition permet à tout engin ainsi équipé, et surtout aéronautique et spatial, de pouvoir changer de direction extrémement rapidement, voir de s'immobiliser puis de repartir en sens inverse promptement.L'intérêt militaire est donc immense.

16-2/ <u>Force motrice</u>:

Examinons ensuite l'utilisation de ces systèmes isolés (SI) en tant que générateur d'une force motrice destinée à entraîner par exemple un alternateur, un compresseur d'air, ou tout autre générateur.

Soit la solution schématisée figure 33 comportant:

-un axe de rotation (oz) équipé de 2 roulements dont la cage extérieure est liée à une structure rigide,
-un rayon (OA), colinéaire à (oy), fixé à l'axe (oz) en (O) et d'extrémité (A)
-un système isolé, schématisé par un parallélépipède, qui engendre une force résultante coplanaire au plan (xoz) et colinéaire à l'axe (ox).

La force résultante joue alors le rôle de force motrice et l'axe (oz) est entraîné en rotation.

Soit (l) le module du rayon ($\overline{OA}$), ($\vec{F_R}$) la force résultante engendrée par l'un des systèmes isolés schématisés figure 7-11-12-13-14-21 et 22-24 et 25, la puissance disponible est alors égale à $P = F_R . l . \omega$, avec ω =vitesse de rotation. Elle peut être aussi grande que l'on veut et elle ne se stabilise que lorsque la force frein (force contre électromotrice par exemple d'un générateur électrique que l'on régule par le courant d'excitation) atteint

la même valeur, mais de sens opposé, que la force motrice ($\vec{F_R}$).

Plusieurs rayons peuvent être montés sur l'axe (oz) dans un même plan et plusieurs plans de (SI) peuvent être empilés les uns sur les autres sur l'axe (oz), comme schématisé figure 34.

Prenons le (SI) décrit au paragraphe 6 et schématisé figures 6 et 35. Considérons que la profondeur soit de 5 métres et sa longueur de 22 métres.

Soit un bras de levier de 100 métres. La circonférence est alors égale à $2\pi R$ = 628,31 m, on peut donc disposer 628,31 : 22=28,55 soit 28 (SI) sur un même plan. Considérons 2 plans de rotation (qui peuvent être contrarotatifs pour supprimer l'effet de couple si ce dispositif est monté sur un engin), on dispose alors d'une puissance égale à (en prenant $\omega = 2\pi N$,avec N=30 tours par seconde):

$$\mathcal{P} = F_R \cdot l \cdot \omega \cdot 28 \cdot 2 \quad \text{avec} \quad F_R = 1750,453018 \text{ Newtons}$$

$$\mathcal{P} = 1750,453 \cdot 5 \cdot 100 \cdot 2\pi \cdot 30 \cdot 28 \cdot 2 = 9,238 \text{ GIGAWATTS.}$$

Ces dispositifs peuvent être montés, soit dans une installation fixe, soit dans tout engin, propulsé et stabilisé par les moyens cités au § 15-1, fournissant alors l'énergie requise pour le fonctionnement des servitudes de bord.

Pour réduire les pertes dues à la trainée aérodynamique, les (SI) seront enfermés dans un tunnel, qui prendra la forme d'un tore, n'offrant plus aucune prise à la trainée aérodynamique, mis à part les bras de leviers (OA) qui sortent du tore et sont fixés à l'axe de rotation. Leur trainée peut être réduite en plaquant, de part et d'autre des bras de leviers, des disques dont le diamétre est égale au diamétre intérieur du tore.

On peut également monter un ou plusieurs des (SI) schématisés figures 7-11-12-13-14-22 et 25, sur le stator d'un moteur électrique linéaire dont le rotor a la forme d'une circonférence.

En plaçant, comme expliqué ci-dessus, plusieurs (SI) les uns à la suite des autres sur autant de stators de moteurs électriques linéaires, et en les enfermant dans un tunnel, qui prend la forme d'un tore, on peut récupérer une énergie tout aussi illimitée.

Les raccordements entre les moteurs électriques linéaires et le réseau électrique extérieur, peut être effectué au moyen de balais mobiles, fixés sur les stators, et qui viennent en appui sur un collectreur, à plusieurs pistes, fixé sur la paroi intérieure du tore. Les raccordements avec l'extérieur se font par raccords étanches.

Etant entendu que l'on a fait le vide d'air à l'intérieur du tore,

rien ne limite la vitesse de déplacement des stators par rapport au rotor; et l'énergie récupérée $dW = \vec{F_R}.\vec{V}.dt$ est tout aussi illimitée que l'est le terme $\vec{V}$.

La puissance délivrée pouvant être chiffrée en méga ou en gigawatts, il devient possible d'alimenter de puissants lasers, rendant ainsi possible la réalisation d'engins puissamment armés, bien au dela des concepts actuellement admis dans le programme d'Initiative de Défense Stratégique.

17/ Réalisation d'un prototype : Se reporter figure 35.

Soit le système isolé décrit au § 6. Les armatures latérales (2) et centrale (3) sont en matériau conducteur du courant.

Ces piéces métalliques ne subissent pas de frottements, mais doivent avoir:
-sur les faces externes, non polarisées, une finition d'usinage par simple fraisage(▽▽)
-sur les faces internes polarisées, une finition d'usinage parfaite (▽▽▽) complétée par dépot électrolytique (√D.ε).

Le volume situé entre les armatures polarisées est rempli de Titanane de Baryum. Il n'est pas nécessaire de l'usiner dans un seul bloc, mais il peut être constitué par un empilement de plaques de $BaTiO_3$.Il doit être usiné par superfinition aprés polissage (▽▽▽) et ne comporter aucun défaut d'homogénéité.

Les cristaux de Titanante de Baryum doivent être orientés dans le champ électrique suivant la maille de plus grande constance diélectrique.

L'ensemble formé par les armatures et le diélectrique forme un parallé= lépipède qui est enfermé dans un caisson, en matériau isolant, et le vide le plus poussé est effectué à l'intérieur du caisson (4)

Pour faciliter sa réalisation, le caisson peut venir en appui sur les faces externes des armatures et du diélectrique.Il permet non seulement de maintenir le vide à l'intérieur, mais il doit maintenir le dispositif en compression et participer à la rigidité de l'ensemble par collage des armatures latérales inférieures et supérieures.

En fonction de la ddp (donc du champ vectoriel engendré) utilisée, il conviendra de maintenir la température du diélectrique à 120 °C, ce qui autorise un (ε_r) de presque 7000 ,alors qu'il n'est que de 1000 à 20°C.

Il est également possible d'utiliser comme diélectrique du KPO_4H_2 du groupe des phosphate monopotassique, dont le (ε_r) peut atteindre 32000 vers 110 ° K.

L'équation paramétrique du sommet de l'armature centrale est:

- $x = \mathrm{Log}.\sin(\theta)$
- $y = -(\theta)$

De ce fait, les faces opposées des armatures positives et négatives ne sont paralléles et espacées de (e) qu'à l'infini.

On admettra un écart de 1.10^{-4} m entre la valeur de (y) et l'axe (ox), tangent à l'armature centrale à l'infini.

Cette valeur correspond à (θ), on en déduit que le point (x) est situé à -9,2103 m.

Prenons cette valeur pour les cotes (A) et (B) de la figure 35. Tout en conservant les valeurs de l'exemple du § 6-3, soit (e)= $1,57 .10^{-2}$, $R_\alpha = 5.10^{-3}$ $R_\beta = R_\alpha + e$ $=20,7 .10^{-3}$ m. (nous avons $e = \frac{\pi}{2} 10^{-2}$, donc $(2e) = \pi.10^{-2}$ (épaisseur (3)).

La valeur de (C) est donc égale à $(R_\alpha + e + H)$, avec H=épaisseur de l'extrémité latérale de l'armature centrale, soit $H=1,93 .10^{-2}$ m, donc $(C)=4.10^{-2}$ m.

Dans le plan horizontal, les cotes sont les suivantes:

-épaisseur des armatures latérales = 1.10^{-2} m = (τ)

-écartement entre les 2 armatures latérales = $((1,57 \times 2) + (1,57 \times 2)).10^{-2}$ = $6,28 .10^{-2}$ m.

Prenons comme profondeur 1 métre, ce qui conduit à une (F_R) = 1750,45 Newtons. Si la profondeur est de (M) métres, la (F_R) est multipliée par (M).

Compte tenu de la faible valeur de (e), les cotes ne sont pas respectées sur la figure 35, afin de la rendre plus explicite.

REVENDICATIONS

1/ Une force qui agit entre (2N) systèmes matériels est appelée dans le présent brevet " force de liaison " et elle est notée $\vec{F}(R_\alpha | R_\beta)$

Les termes (R_α) et (R_β) correspondent aux référentiels associés aux systèmes matériels (α) et (β) et le vecteur ($\vec{F}$) agit dans le sens de (R_α) vers (R_β). Le vecteur de sens inverse est noté $\vec{F}(R_\beta | R_\alpha)$

Il est admis et démontré que la force résultante des forces internes à un système isolé est nulle, parce que à une force d'action est associée une force de réaction de même module et de sens opposé. Ces forces correspondent à des " forces de liaison ", soit $\vec{F}(R_\alpha | R_\beta) + \vec{F}(R_\beta | R_\alpha) = 0$

Mais il est des forces qui sont " engendrées " par interaction entre un champ vectoriel et des grandeurs scalaires (matérielles) qui sont sensibles à ce champ vectoriel.

Il en est ainsi, entre le champ vectoriel de gravitation ($\vec{g}$) et la matière (m), soit $\vec{F} = m\,\vec{g}$, ou bien entre le champ vectoriel électrique ($\vec{E}$) et une charge électrique (q), soit $\vec{F} = q\,\vec{E}$.

Ce type de force est appelée dans le présent brevet " force d'action " et elle est notée $\vec{F}(R_\alpha | R_o)$ où (R_α) correspond au référentiel matériel qui porte les charges électriques et (R_o) correspond au référentiel lié au continuum d'espace-temps dans lequel circule le champ vectoriel électrique .

La force " d'action " $\vec{F} = q.\vec{E}$ est également appelée " force d'expansion " . Elle est toujours émise perpendiculairement à l'élément de surface qui comporte les charges électriques (q). La force d'expansion est donc colinéaire au vecteur $\vec{E}$, au niveau du point d'appui.

On dit couramment que l'électrostatique est le domaine de la physique où les corps polarisés demeurent en équilibre sous l'action des diverses forces d'expansion.

Effectivement, une force d'expansion est engendrée aux 2 extrémités d'une même ligne de champ et, par suite de la polarisation inverse des charges (q), les 2 vecteurs ($\vec{F}$) sont de sens opposé, donc leur résultante est nulle.

La première revendication porte sur le fait que ces 2 forces ne sont pas liées entre elles par le principe de l'action -réaction comme cela se produit avec des " forces de liaison ", mais qu'il s'agit bel et bien de 2 forces du type " force d'action ".

Par une géométrie appropriée il devient alors possible de courber les lignes de champ et adapter à sa convenance la direction, le sens et le module des forces d'expansion, de manière à obtenir une force résultante différente de zéro.

La force d'expansion qui agit en tant que force " d'action " par interaction des charges électriques et du champ électrique $\vec{E}$ au sein de la sous-couche polarisée des armatures, transmet cette force d'action aux atomes polarisés.

Les atomes des armatures métalliques étant liés entre eux, la force d'"action se transforme en force " de liaison ", et la force d'action est transmise à toute la structure métallique du système isolé.

Les charges électriques qui subissent la force d'action restent sur leur orbital où elles sont maintenues par le champ électrique, et ne quittent pas la structure métallique parce qu'elles sont piégées dans une cuvette de potentiel.

2/ Dispositif et procédé caractérisés en ce que un diélectrique qui subit une presssion (P) et un gradient du champ électrique ($\overrightarrow{grad\,E}$) est le siège d'une force volumique ($f_v = P\,\overrightarrow{grad\,E}$), orientée dans la direction du champ électrique maximum.

Cette force est également une force " d'action ", qui est engendrée par intéraction des dipolès du diélectrique sur le champ vectoriel électrique.

En associant cette force volumique aux forces surfaciques de la revendication 1, il devient encore plus facile de rompre la symétrie des forces d'action et par là, d'obtenir une force résultante différente de zéro.

3/ Dispositif et procédé selon la revendication 1 caractérisés en ce que la force d'expansion ($\vec{F} = q.\vec{E}$),ne dépend que de la valeur du champ vectoriel électrique ($\vec{E}$) au niveau de la charge (q).

Que le champ vectoriel ($\vec{E}$) soit ensuite rectiligne ou courbe, constant ou non, cela ne change rien à ($\vec{F}$).

On peut concevoir que les lignes de champ, qui partent d'une surface polarisée et sur laquelle s'exerce la force d'action ($\vec{F}=q.\vec{E}$), divergent ensuite dans l'univers, et que le champ électrique diminue avec la distance (e) et tende vers zéro selon l'expression $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{e^2}$

Alors, dans ce cas extrême, il n'existe qu'une seule force d'action, à une seule extrémité de la ligne de champ.

Le maître mot de ces inventions est " la rupture de symétrie " et les divers exemples exposés ci-aprés n'ont d'intêret que de proposer des solutions, non limitatives, à partir desquelles il est possible de calculer la valeur de la force résultante,d'autant plus facilement que les surfaces choisies ne possèdent pas de points singuliers ambigus.

4/ Dispositif et procédé selon les revendications 1 et 2 caractérisés en ce que on considère deux armatures au potentiel (- V), colinéaires à (oy), d'un référentiel (O; X,Y). Elles sont considérées comme étant longues vers (+ oy) et elles se terminent vers (- oy) par 2 quarts de cercle convexes

de rayon (R_α). Se reporter figure 7.

On place à la partie basse et entre ces 2 armatures négatives, une armature centrale au potentiel (+ V), dont l'extrémité supérieure possède un profil dit " à champ constant " (c'est à dire que le champ électrique est le même dans la partie plane et courbe de l'armature) et dont l'équation paramétrique est [$x = \log \sin(\varphi)$ et $y = -(\varphi)$]

Cette armature a une épaisseur (2e) et l'écartement entre l'armature centrale et chacune des armatures latérales est égale à (e).

L'armature centrale se termine latéralement vers (-y) par la face concave de 2 quarts de cercle de rayon (R_β), tout en conservant un écartement (e) entre les armatures négative et positive.

Le flux ($\phi = \varepsilon . S$) se conserve entre les surfaces ($S_\alpha = \frac{\pi R_\alpha}{2}$) et ($S_\beta = \frac{\pi R_\beta}{2}$) mais par suite de la différence des surfaces ($S_\beta > S_\alpha$) il apparait que ($E_\alpha > E_\beta$) donc ($F_\alpha > F_\beta$) d'où apparition d'une force résultante orientée vers (-y). Par suite de la géométrie adoptée, les composantes sur (ox) des forces d'expansion engendrées s'opposent 2 à 2 , ne subsistent que les composantes sur (oy), soit la force résultante:

$$F_R = \varepsilon_o \varepsilon_r V^2 \left[\frac{1}{e} + \frac{\pi\sqrt{2}}{2(\log R_\beta/R_\alpha)^2} . \left(\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha . R_\beta} \right) \right] . L$$

où (ε_o et ε_r) sont les coéfficients de permittivité du vide et du diélectrique que l'on peut placer entre les armatures, où (V) est la différence de potentiel et (L) la profondeur des armatures.

5/ Dispositif et procédé selon les revendications 1-2-3 et 5 caractérisés en ce que le système isolé ci-dessus est modifié comme suit. Latéralement, les quarts de cercle sont remplacés par des demi-cercles de rayon (R_α) pour l'armature négative et (R_β) pour l'armature positive. Se reporter figure 12.

A l'issue du demi-cercle, les armatures sont prolongées vers (+y) par une portion rectiligne puis elles se terminent par un autre profil dit " à champ électrique constant " dont l'équation paramétrique est ($x = 2 \log \cos \frac{\varphi}{2} - \cos \varphi$ et $y = -\varphi + \sin \varphi$).

On dispose un diélectrique entre les armatures et on considère que le diélectrique emprisonne les extrémités des armatures latérales puis qu'il se prolonge vers (+y) jusqu'à ce que le champ électrique soit nul. Les armatures latérales ont une épaisseur ($\frac{e}{2}$) et leur écartement est toujours égal à (e).

Le diélectrique situé à l'extrémité des armatures latérales subit une force volumique ($f_v = P . \overrightarrow{grad} E$) qui est dirigée vers la zone où regne le champ électrique maximum.

On démontre que la force d'action $\vec{F}(R_d | R_o)$ qui agit entre le diélectrique (R_d) et le continuum (R_o) est égale en module et de signe contraire à la force d'action $\vec{F}(R_\alpha | R_o)$ qui agit aux extrémités des armatures latérales, soit $F = \frac{1}{2} \varepsilon_o \varepsilon_r . E^2 . e . L$

La force résultante, dirigée vers (-y) est alors égale à :

$$F_R = \varepsilon_0 \varepsilon_r V^2 \left[\frac{1}{e} + \frac{2\pi\sqrt{2}}{(\log R_\beta/R_\alpha)^2} \cdot \left(\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha . R_\beta} \right) \right] . L$$

6/ Dispositif et procédé selon les revendications 1-2 et 3 caractérisés en ce que la partie centrale est constituée par un condensateur plan, prolongé de part et d'autre par un condensateur en forme de quart de cercle mais de sens opposé, puis en donnant aux extrémités des 2 armatures un profil à champ constant dont l'équation paramétrique est ($x = 2 \log \cos \frac{\varphi}{2} - \cos \varphi$ et $y = -\varphi + \sin \varphi$).Se reporter figure 16.

Le diélectrique placé entre les armatures emprisonne les 2 extrémités à champ constant et se prolonge à l'extérieur jusqu'à ce que ($\overrightarrow{grad}\, E = 0$). En caculant la valeur des bras de levier sur (ox) et (oy), en appelant (ℓ) la 1/2 longueur de la partie rectiligne centrale, et en effectuant le produit ($F.\ell$) pour chacunes des composantes, en prenant $R_\beta > 1,707\, e$ et $R_\beta < 1,707 e$ nous obtenons un couple moteur égale à:

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r V^2 \pi\sqrt{2}}{4\left[\log R_\beta/R_\alpha\right]^2} \cdot \left[\frac{\ell(R_\beta - R_\alpha) + \frac{e}{2}(R_\alpha + R_\beta)}{(R_\alpha . R_\beta)} \right] \quad \text{ou} \quad \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r V^2 \pi\sqrt{2}}{4(\log R_\beta/R_\alpha)^2} \cdot \left[\frac{(\ell + \frac{e}{2})(R_\beta - R_\alpha)}{(R_\alpha . R_\beta)} + (2 - \sqrt{2}) \right]$$

En plaçant au centre de gravité un axe de rotation sur lequel est en prise un générateur, on peut recueillir une puissance égale à ($P = C . \omega$),avec (ω)= vitesse de rotation. Cette puissance peut être aussi grande que l'on veut, dés lors ou ce dispositif en enfermé dans une enceinte en matériau composite au sein de laquelle on a fait le vide d'air, de manière à ne pas être freiné par la trainée aérodynamique.

7/ Dispositif et procédé selon les revendications 1-2 et 4 caractérisés en ce que deux condensateurs plans de surface (S) ont des armatures qui portent les repères (A,B et C,D). Un diélectrique est placé entre les armatures. Les armatures (A) et (D) sont reliées au pôle négatif et les armatures (B) et (C) sont reliées au pôle positif d'un générateur.

Aprés avoir chargé les 2 condensateurs on les isole du générateur, on conserve la liaison électrique entre (B) et (C) puis on retire l'armature (D). Se reporter figures 21 et 22.

Les charges électriques (q_c^-) vont se répartir sur toute la surface des armatures (C) et (B) afin de subir une pression minimum puis elles vont se déplacer vers la sous-couche polarisée de l'armature (B) où le champ électrique est maximum, et elles vont renforcer les charges initiales (q_B^+), ce qui accroit d'autant le champ électrique ($\vec{E}_B$).

Les charges (q_c^+) vont alors engendrer par influence des charges (q_c^-) sur l'armature (A) parce que le flux (Φ) se conserve entre (A) et (B).

Par suite du principe de conservation de la charge électrique, l'apparition des charges (q_c^-) sur la face intérieure de (A) va entrainer l'apparition de charges (q_c^+) sur la face extérieure de (A).

Les quelques charges électriques qui pourraient subsister sur l'armature (C) engendrent une force résultante nulle puisque ces charges sont reparties sur toute la surface de l'armature.

Les forces d'expansion engendrées sur les faces intérieures des armatures (A) et (B) s'annulent 2 à 2 puisque ayant même module mais un sens opposé.

Ne subsiste que la force d'expansion qui s'exerce sur la face extérieure de l'armature (A), soit $F = q_c^2 / (2 \varepsilon_0 \varepsilon_r S)$

8/ Dispositif et procédé selon les revendications 1-2 et 4 caractérisés en ce que 2 condensateurs plans de surface (S) ont des armatures qui portent les repères (A,B et C,D). On considère que les 4 armatures sont empilées les unes sur les autres,un diélectrique étant placé entre elles.

Les armatures (A et D) sont reliées au pôle négatif et les armatures (B et C) sont reliées au pôle positif d'un générateur. On charge les 2 condensateur (A/B) puis (C/D). On supprime les liaisons électriques entre les armatures (C) et (D) et le générateur.

On retire l'armature (D) et on régle la tension du générateur pour que la tension de (B) soit toujours supérieure au potentiel de (C). Se reporter figures 24 et 25.

Les charges électriques (q_c^+) restent alors sur la face extérieure de l'armature (C) où elles étaient initialement parce que le potentiel de (B) est supérieur à celui de (C).

Le champ électrique qui s'instaure entre (B) et (C) n'est pas nécessairement important, mais son existence suffit pour donner le sens du (ΔV), par conséquent à maintenir les charges (q_c^+) sur la face extérieure de (C) à partir de laquelle le (ΔV) se poursuit par une circulation des lignes de champ vers l'infini du continuum.

La force d'expansion $\vec{F}(R_A|R_B)$ et $\vec{F}(R_B|R_A)$ s'annulent 2 à 2, il en est de même pour $\vec{F}(R_B|R_C)$ et $\vec{F}(R_C|R_B)$, ne subsiste alors que $\vec{F}(R_C|R_0)$ soit $F = (\varepsilon_r - 1) q_c^2 / 2 \varepsilon_0 \varepsilon_r S$ (si le diélectrique reste collé à l'armature C).

9/ Dispositifs et procédés selon les revendications 1-2-3-4-5-6-7-8- et 9 caractérisés en ce que les surfaces polarisées subissent une pression électrostatique dont on peut calculer la valeur résultante (P). Lors du déplacement (dl) du système isolé, l'énergie mise en jeu, et mesuré d'un référentiel extérieur, est égale à $dW = P . dv$, avec $dv = S_0 . dl$ où (S_0) correspond au maître couple résultant des surfaces polarisées mesuré dans le sens du déplacement. Ce travail $dW = P . dv$ correspond à un travail de détente

Au cours du déplacement les armatures conservent les charges (q), donc $(\vec{E})$ reste constant, tout comme ($\vec{F_R}$).

Si le système isolé n'est pas soumis à une force frein, il acquière une accélération $\vec{\gamma} = \frac{\vec{F_R}}{M}$,où (M) correspond à la masse du système isolé.

Nous pouvons alors écrire:

$$W = \frac{1}{2} M \gamma^2 T^2 = \frac{M^2 \gamma^2 T^2}{2M} = \frac{F_R^2 T^2}{2M}$$

Ainsi, l'énergie recueillie $W = \int F_R \, dv$ ou $W = \frac{F_R^2 T^2}{2M}$ n'est autre que l'énergie qui devrait être dépensée pour entretenir la pression électrostatique (P) ou ($\vec{F_R}$). Or ces deux valeurs dépendent de $(\vec{E})$ qui est indépendant du temps. Donc, le terme le plus important devient le temps (T).

10/Dispositifs et procédés selon les revendications 1-2-3-4-5-6-7-8-9 et 10 caractérisés en ce que les systèmes isolés décrits ci-dessus engendrent une force d'expansion résultante ($\vec{F_R}$).

Celle-ci peut être utilisée soit pour assurer la propulsion et/ou la sustentation dans tout champ vectoriel de gravitation, de tout engin terrestre, naval, aérien et/ou spatial, comme schématisé figure 36.

Plusieurs systèmes isolés peuvent être montés sur un même engin, en les orientant dans diverses directions et en les activant plus ou moins intensément par variation de la ddp appliquée à chacun d'eux, ce qui donne à l'engin une manoeuvrabilité inégalée, comme schématisé figure 31.

On peut également utiliser cette force d'expansion en tant que force motrice. En fixant le système isolé au bout d'un bras de levier (l), lui même étant fixé à un axe de rotation qui entraîne un générateur (figure 33), la force d'expansion ($\vec{F_R}$) propulse le système isolé, ce qui provoque la rotation de l'axe et entraîne le générateur (alternateur par exemple).

La puissance recueillie est égale à $P = F_R . l . \omega$. Elle peut être aussi grande que l'on veut puisqu'elle est directement proportionnelle à (ω).

Un régime stabilisé sera atteint lorsque la force contre électromotrice de l'alternateur entraîné (fig 33) sera égale en module et de sens opposé à la force motrice ($\vec{F_R}$).

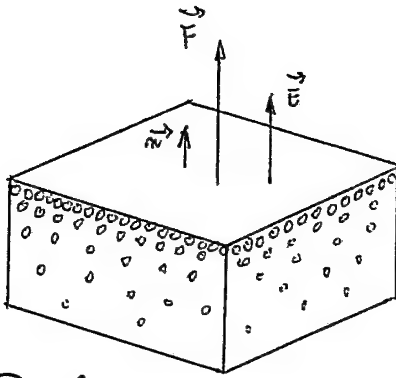


FIG 1

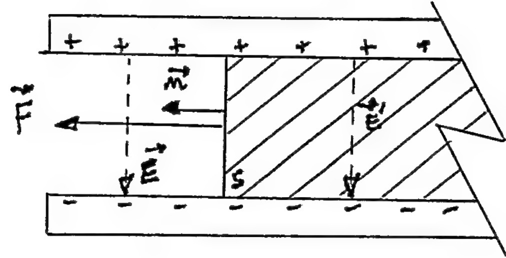


FIG 2

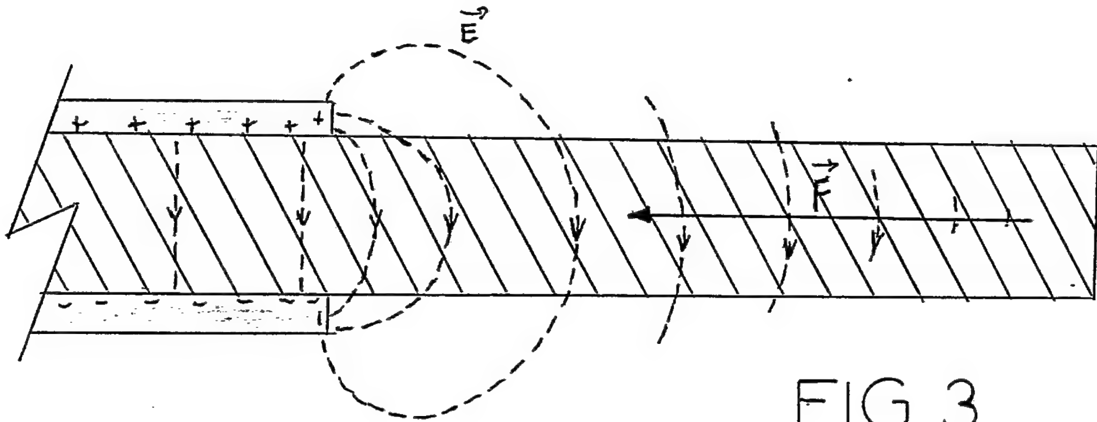


FIG 3

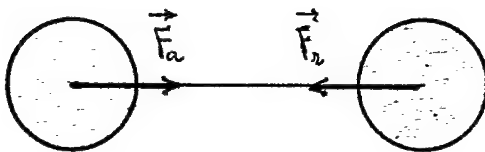


FIG 4

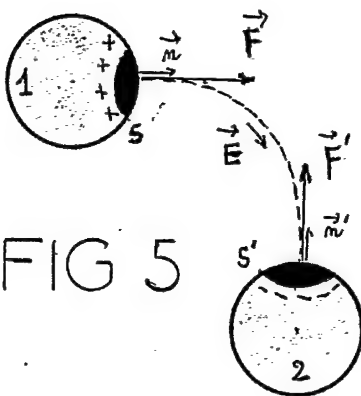


FIG 5

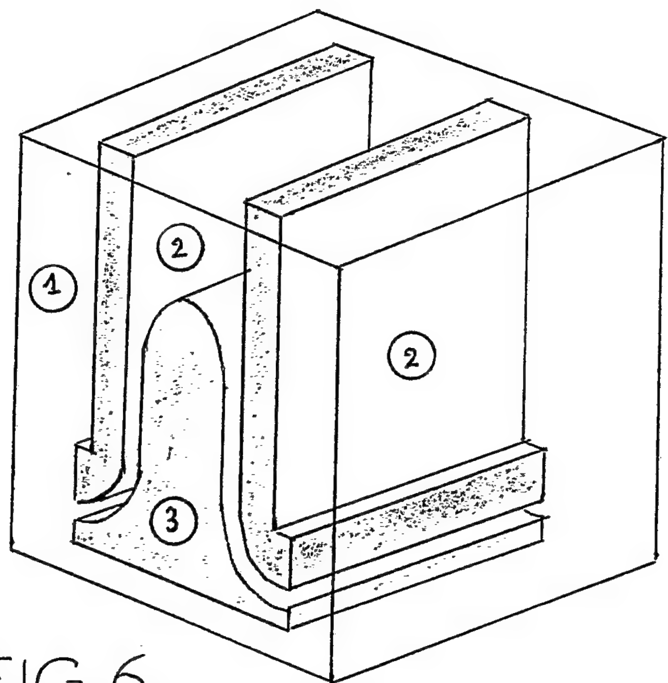


FIG 6

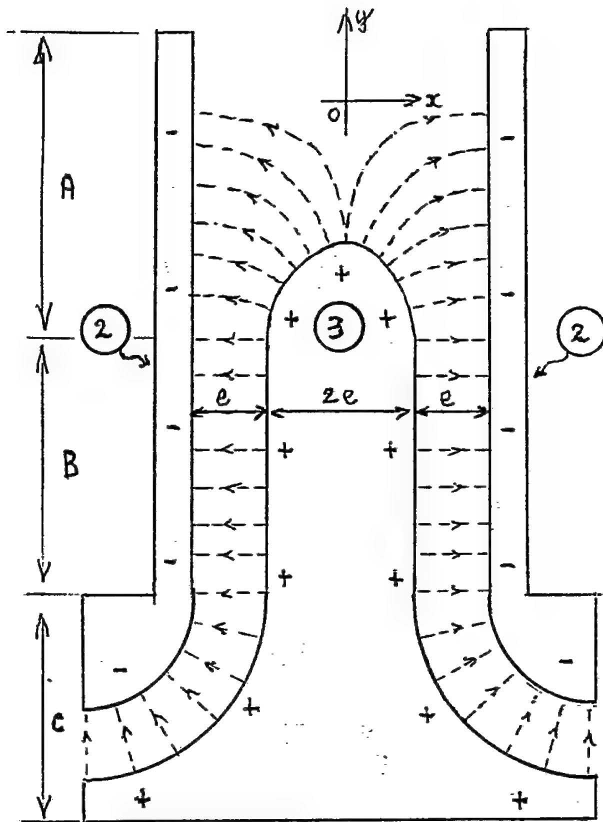


FIG 7

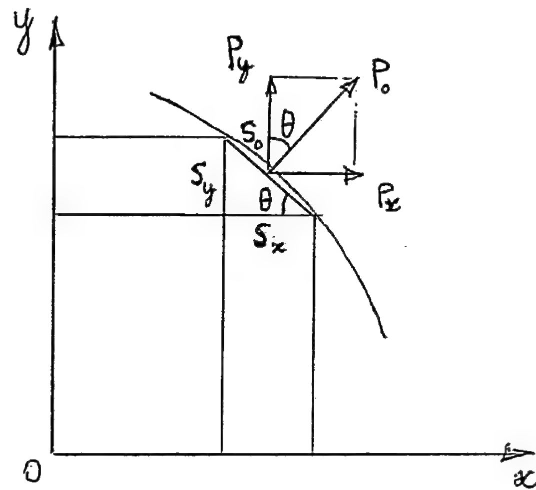


FIG 8

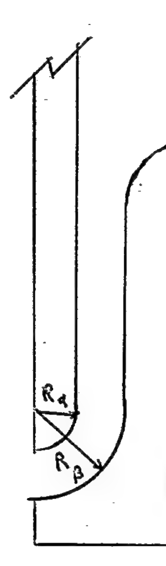


FIG 9

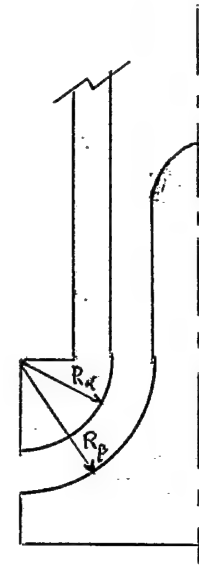


FIG 10

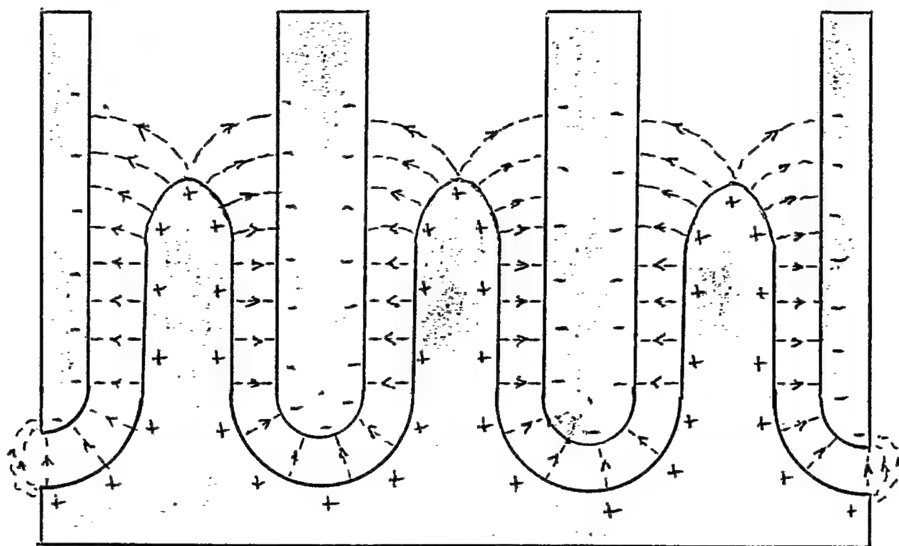


FIG 11

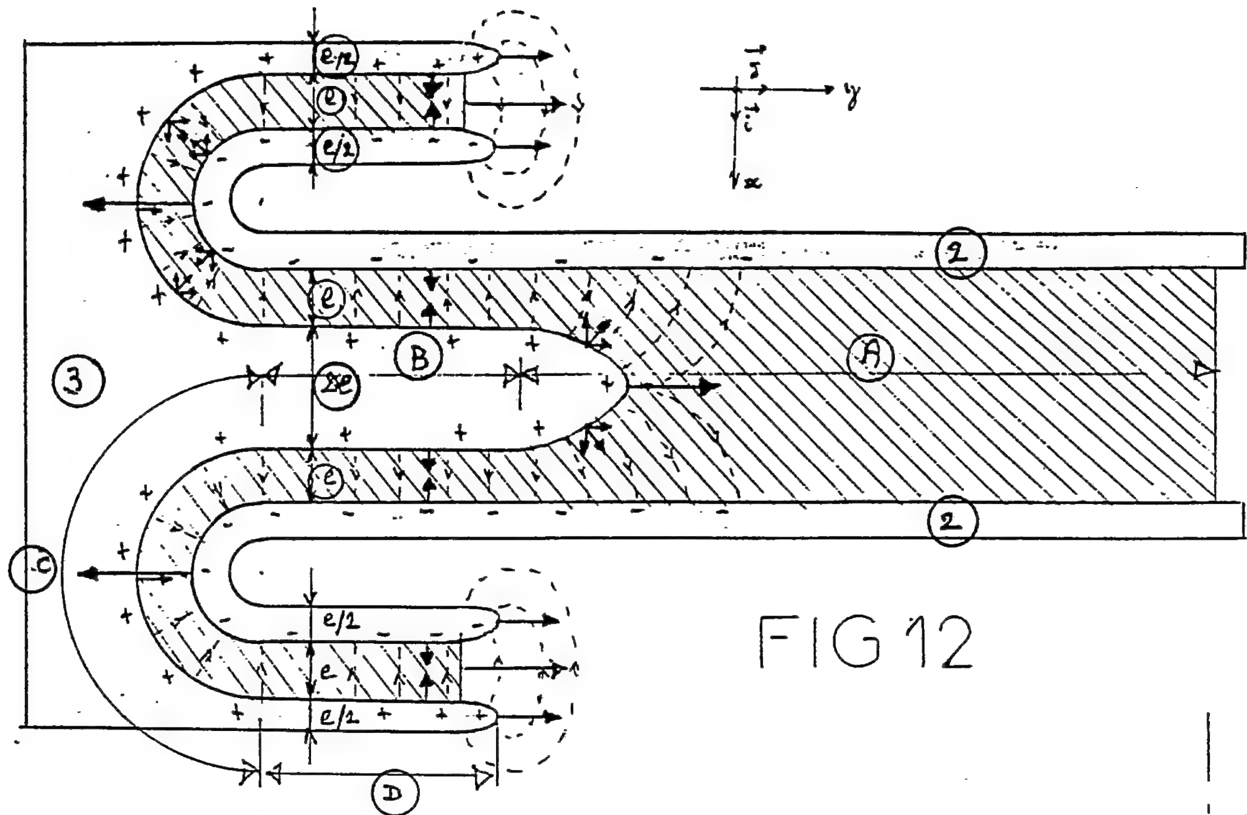


FIG 12

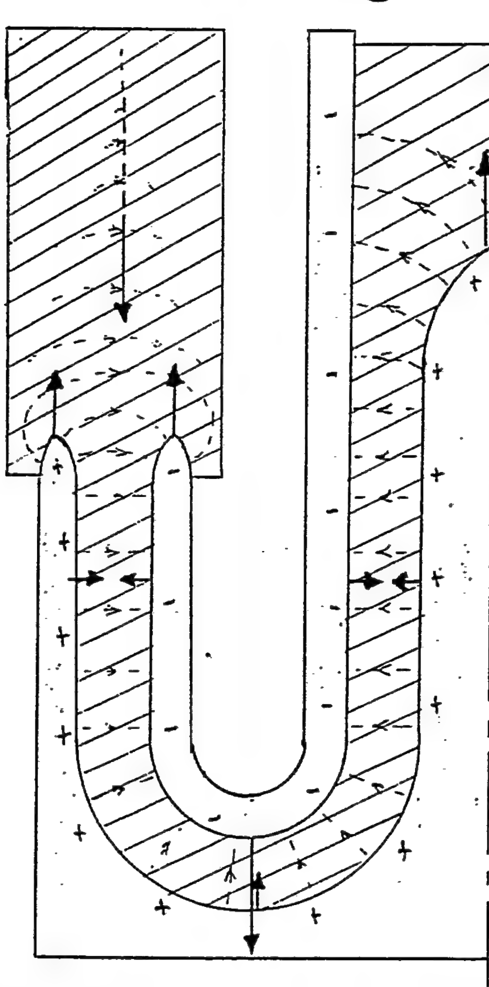


FIG 13

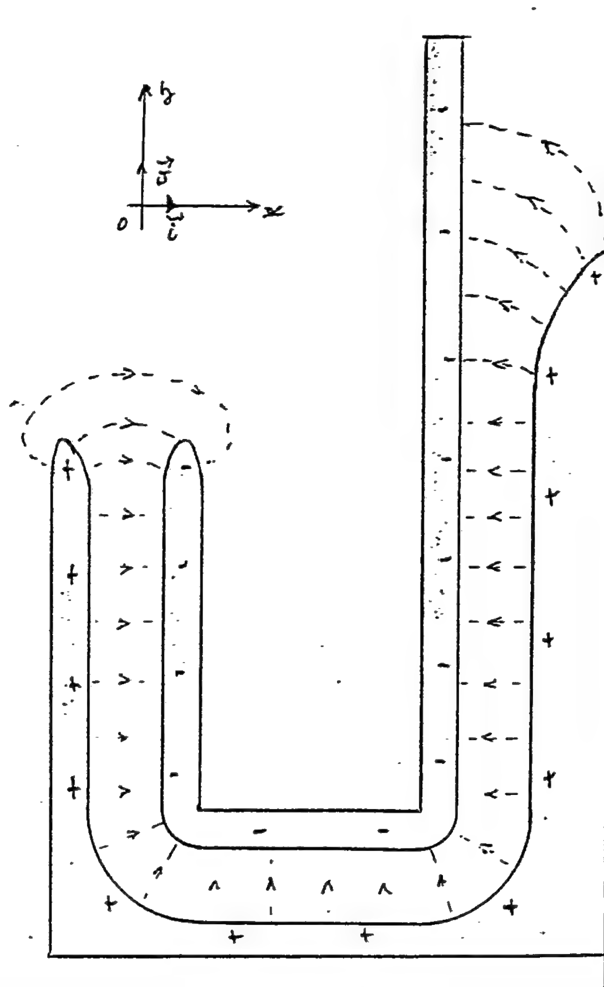


FIG 14

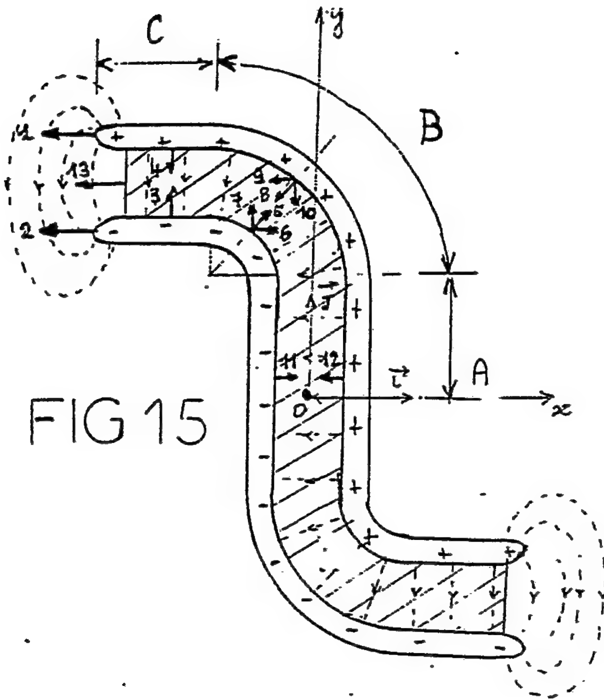


FIG 15

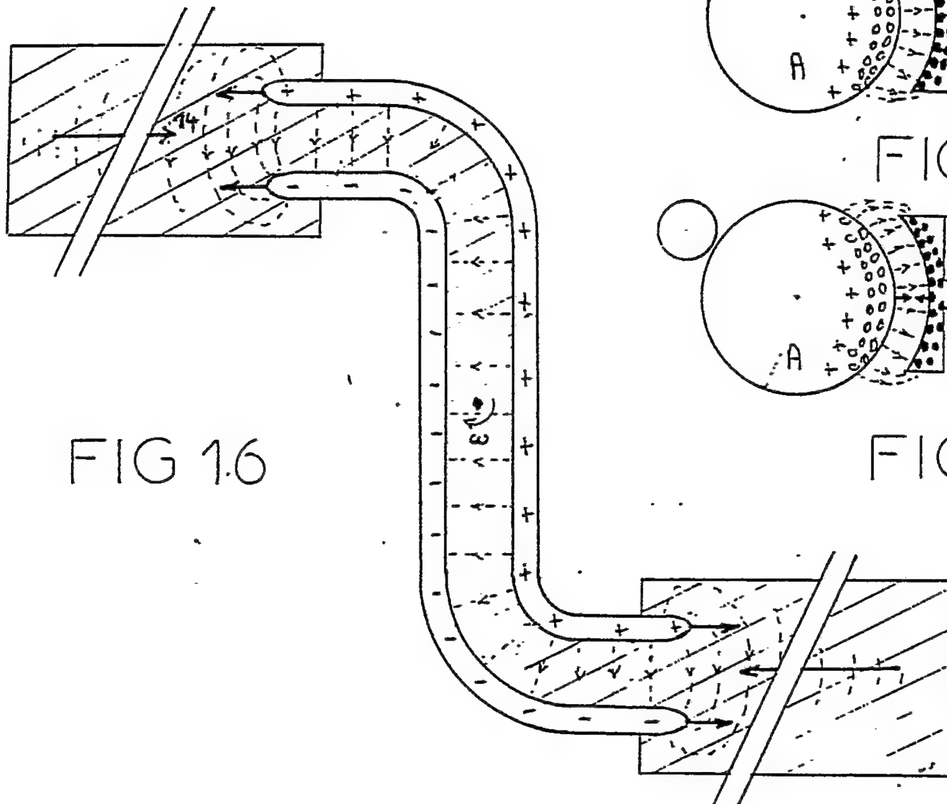


FIG 16

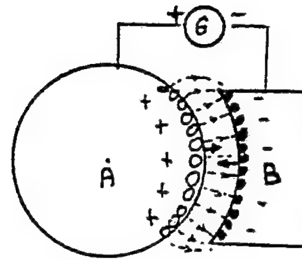


FIG 17

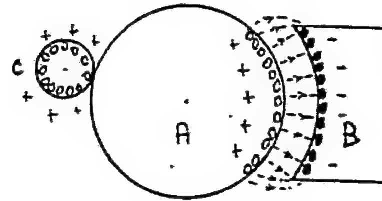


FIG 18

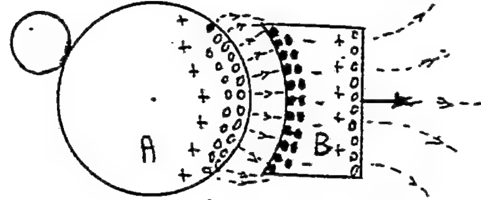


FIG 19

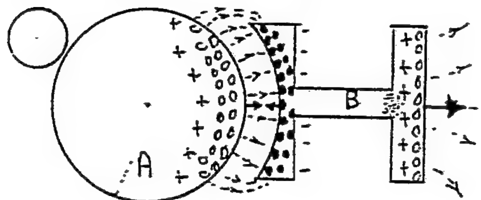
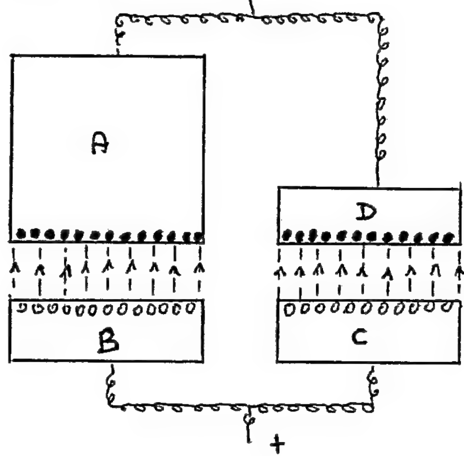


FIG 20

FIG 21



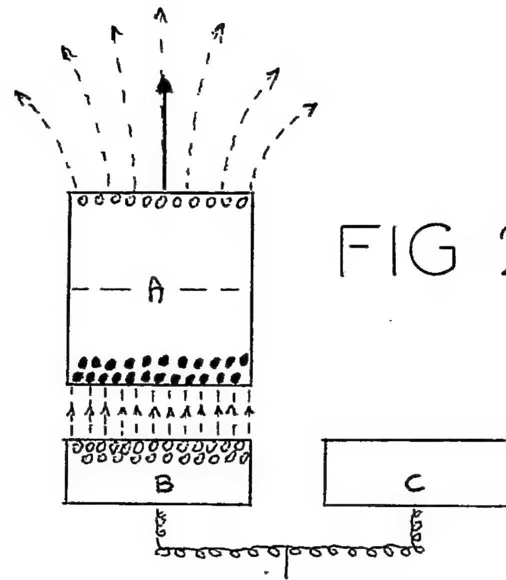


FIG 22

FIG 24

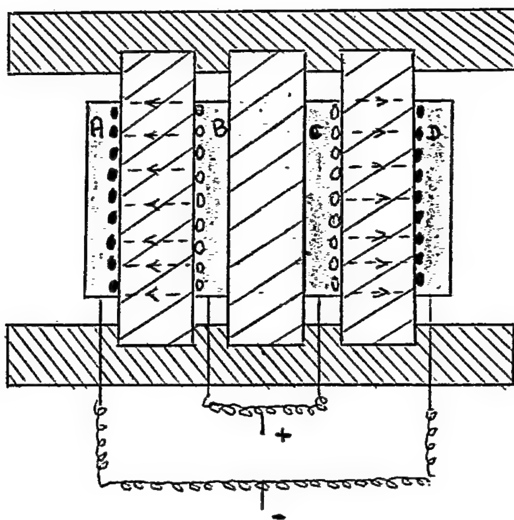
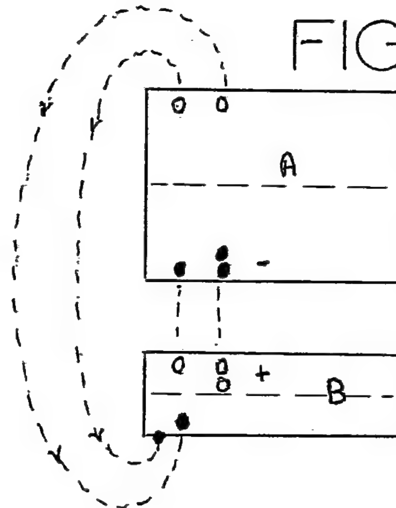
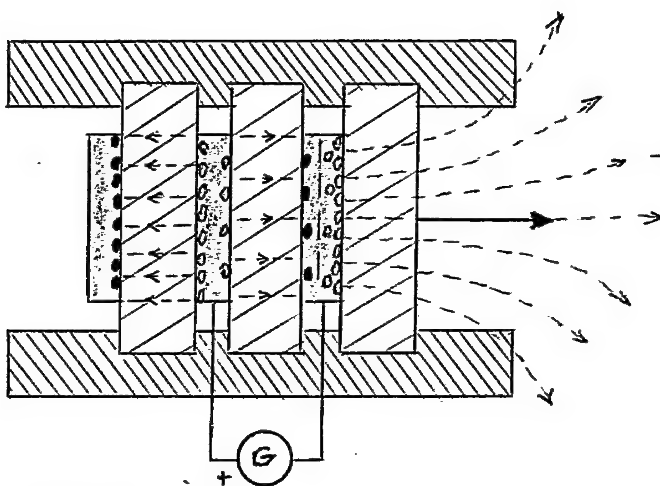


FIG 23





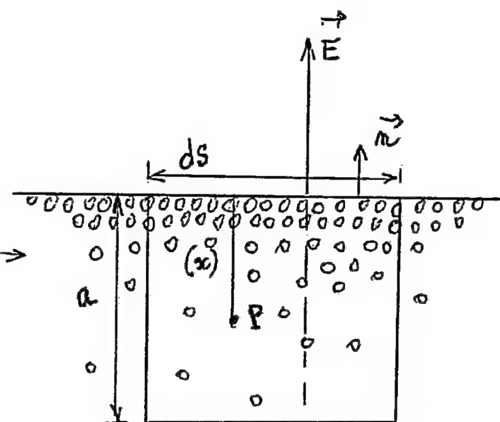


FIG 25

FIG 26

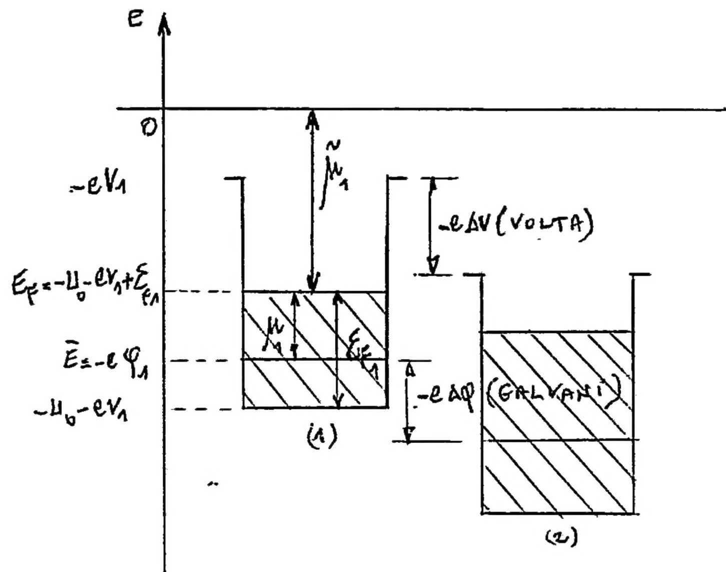


FIG 27

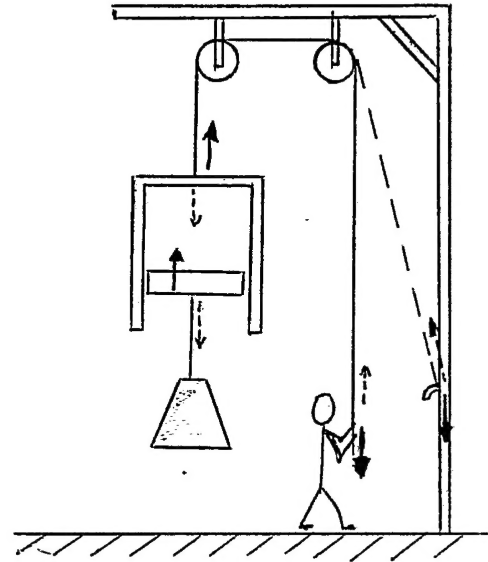


FIG 29

FIG 28

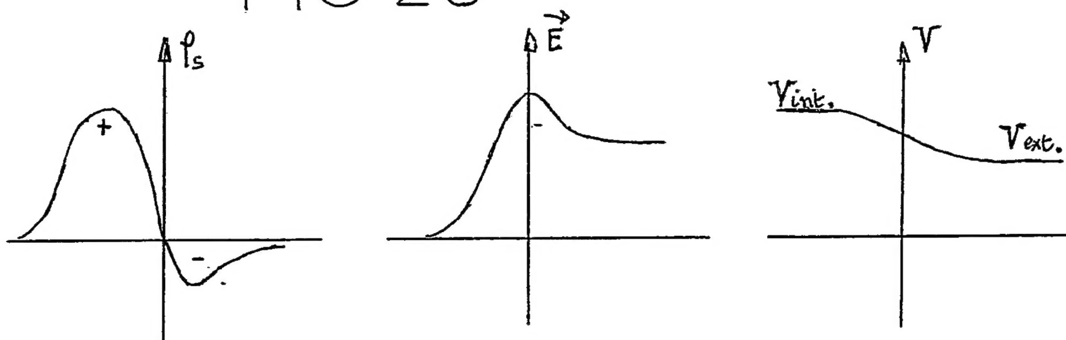
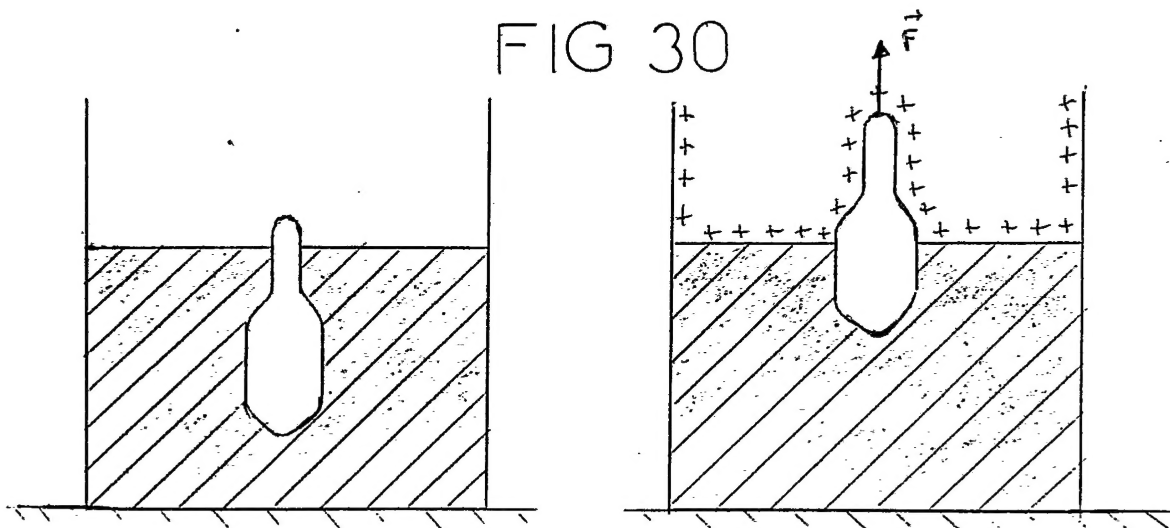


FIG 30



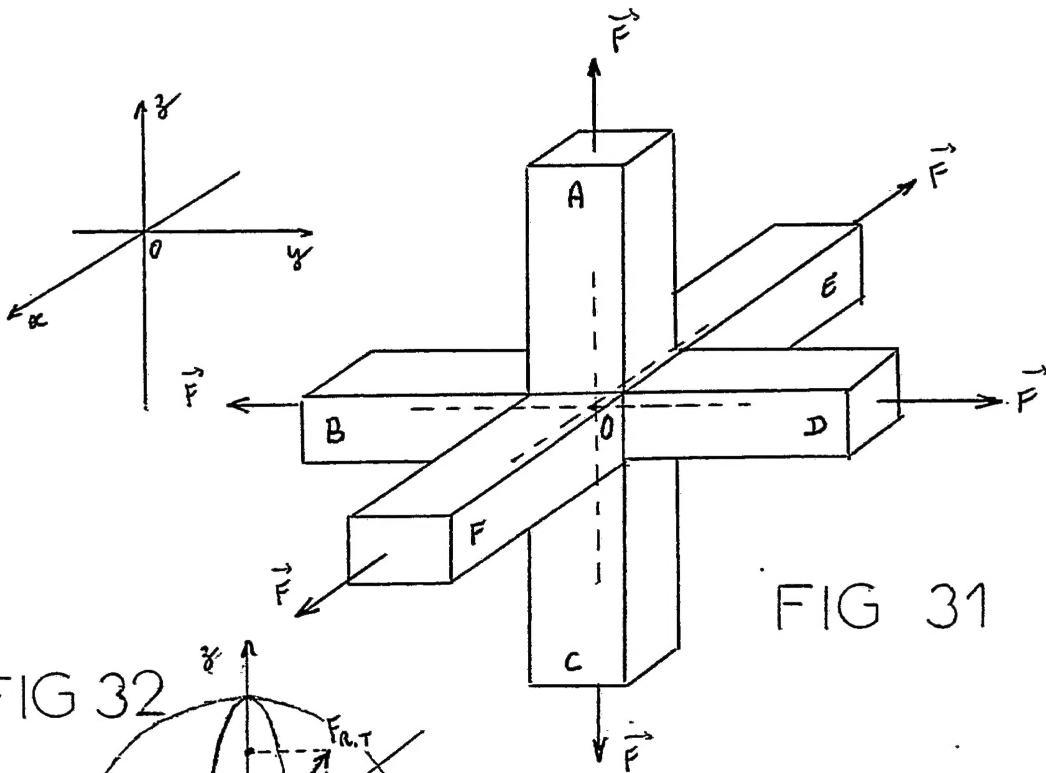


FIG 31

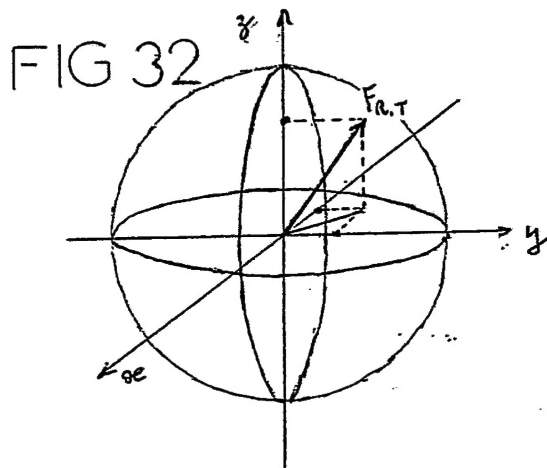


FIG 32

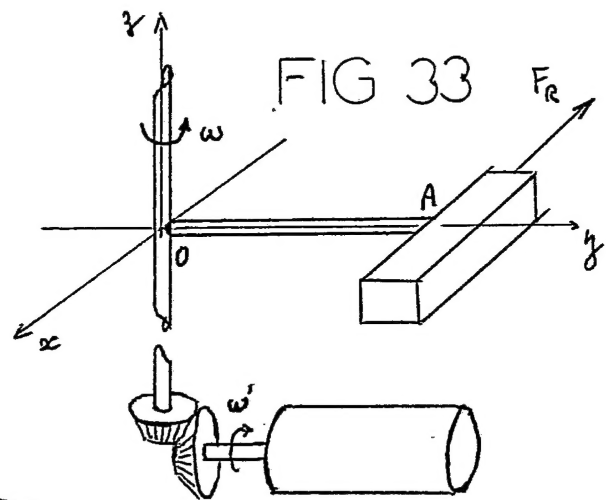


FIG 33

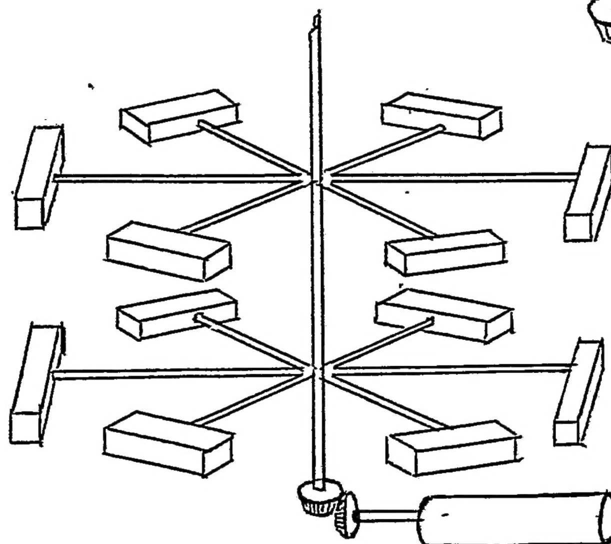


FIG 34

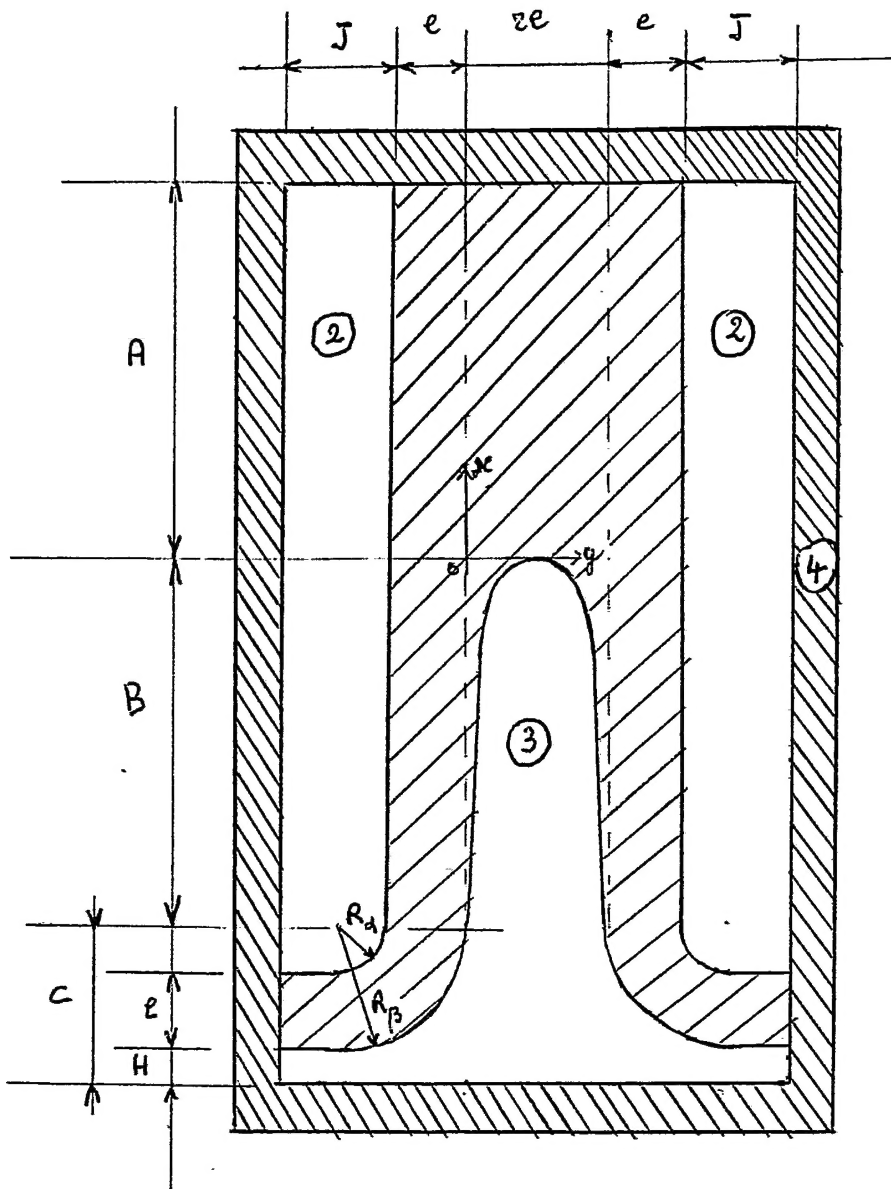


FIG 35

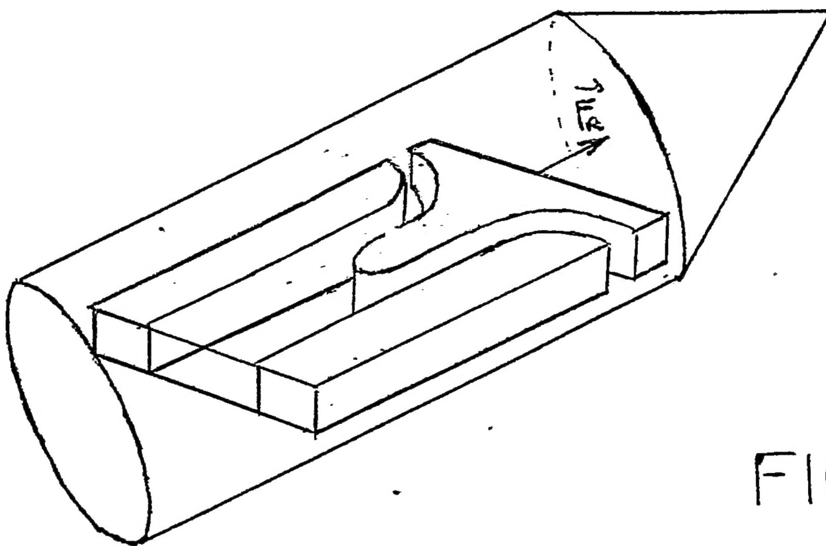
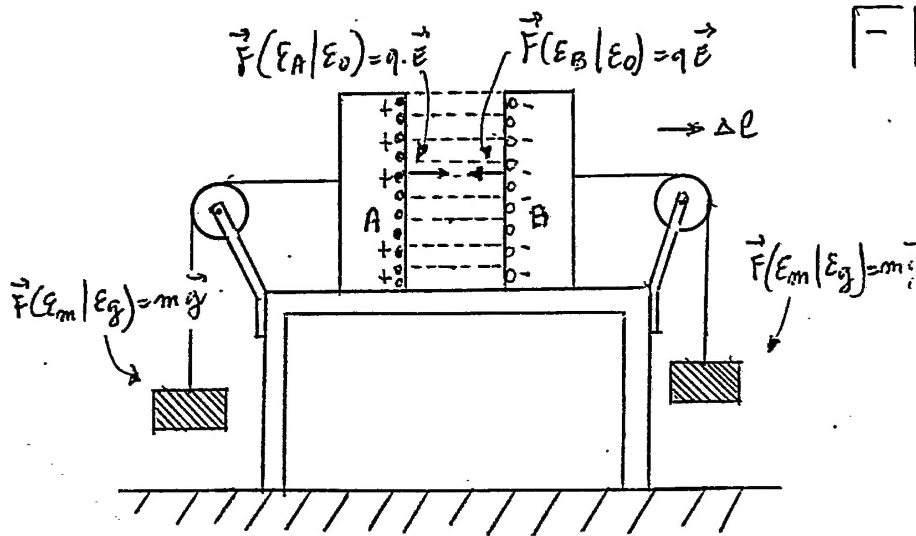
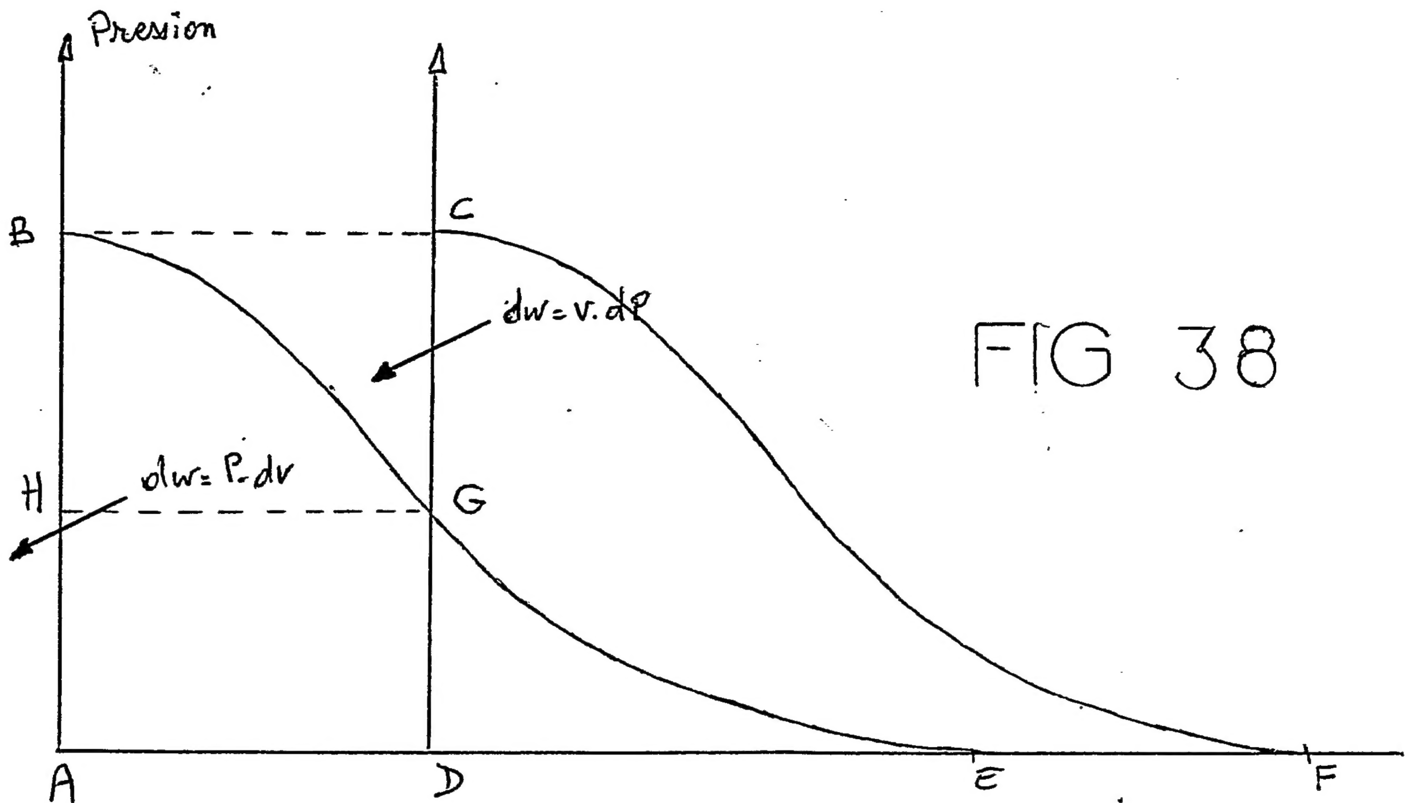


FIG 36


FIG 37
A
B
Δl


FIG 38
Presion
B
C
H
G
A
D
E
F
dw = v.dP
dw = P.dv